

Bestimmung der Lebensdauern
kollektiver Kernanregungen in ^{124}Xe und
Entwicklung von entsprechender
Analysesoftware

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Bejoy Saha
aus Calcutta

Köln 2004

Berichterstatter:

Prof. Dr. J. Jolie

Prof. Dr. P. von Brentano

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juli 2004

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Kernstruktur von ^{124}Xe wurde eine Recoil Distance Doppler Shift (RDDS) Koinzidenzlebensdauerermessung mit dem Kölner Plunger am EUROBALL IV Spektrometer durchgeführt. Das Experiment fand am VIVITRON-Beschleuniger in Strasbourg statt. Zur Bevölkering der Zustände in ^{124}Xe wurde die Fusions-Verdampfungsreaktion $^{110}\text{Pd}(^{18}\text{O}, 4n)^{124}\text{Xe}$ bei einer Strahlenergie von 80 MeV genutzt. Es wurden die Lebensdauern von 19 angeregten Kernzuständen in ^{124}Xe mit der Differential Decay Curve (DDC) Methode aus $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten bestimmt. Die sich daraus ergebenden reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wurden zur Überprüfung verschiedener theoretischer Vorhersagen verwendet.

Der $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ Wert in ^{124}Xe fügt sich gut in die $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ Systematik der Nachbarkerne ein. Es konnte eine Grundzustandsdeformation von $\beta = 0.218$ bestimmt werden.

Eine Mischungsrechnung der Grundzustandsbande mit zwei S-Banden in der Bandenkreuzungsregion bei Spin 10 bis 14 zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Diese Berechnung deckte eine 70 prozentige Beimischung der $\nu(h_{11/2})^2$ Quasiteilchen-Struktur zum niedrigsten 10^+ -Zustand bei 3172 keV auf, der zuvor der Grundzustandsbande zugeordnet wurde. Folglich hat der 10^+ -Zustand bei 3503 keV einen 70 prozentigen Anteil der Struktur der Grundzustandsbande.

Die erstmals gemessenen Lebensdauern der M1 Bande lieferten $B(M1)$ Werte, die mit dem Spin abnehmen. Dieses Verhalten wird für den Fall der magnetischen Rotation erwartet, kann aber auch auf der Basis einer Rotationsbande mit negativer Parität erklärt werden, die auf einer $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2}g_{7/2})$ Vierteilchenanregung mit einem effektiven K von $9\hbar$ aufgebaut ist. Um eine endgültige Antwort auf die Frage nach der zugrunde liegenden Struktur der M1 Bande in ^{124}Xe zu geben, wird die Parität dieser Bande benötigt, sowie ein Vergleich mit Tilted Axis Cranking (TAC) Berechnungen.

Es wurden zwei Berechnungen im Rahmen der sd -Version des Interacting Boson Model (IBM) mit zwei verschiedenen Hamilton Operatoren durchgeführt. Diese zeigen beide eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen $B(E2)$ Werten und dem niederenergetischen Spektrum von ^{124}Xe . Das *Staggering* der Zustände in der quasi- γ Bande kann aber nur in der IBM Berechnung mit dem n_d^2 -ECQF Hamiltonian reproduziert werden, der einen Bosonen-Paarwechselwirkungsterm enthält.

Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit neue Analysesoftware vorgestellt, die im Rahmen der Untersuchung des Kerns ^{124}Xe entwickelt wurde. Hierbei handelt es sich um Programme, die sowohl bei der Analyse der γ -spektroskopischen Daten als auch bei einem Teil der theoretischen Berechnungen im Rahmen der Diskussion der experimentellen Ergebnisse verwendet wurden.

Abstract

For the investigation of the nuclear structure of ^{124}Xe a recoil distance doppler shift (RDDS) measurement was performed, using the Cologne Plunger in combination with the EUROBALL IV spectrometer. The experiment was carried out at the VIVITRON accelerator in Strasbourg. The states in ^{124}Xe were populated in the fusion–evaporation reaction $^{110}\text{Pd}(^{18}\text{O}, 4\text{n})^{124}\text{Xe}$ at a beam energy of 80 MeV. 19 lifetimes of excited states in ^{124}Xe were derived by means of the differential decay curve (DDC) method applied on $\gamma\gamma$ coincidence data. The deduced transition probabilities were used to test different theoretical predictions.

The $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ value of ^{124}Xe fits well into the $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ systematics of the neighboring nuclei and a ground state deformation $\beta = 0.218$ was deduced.

A three–band mixing calculation for the crossing region of the ground state band with two S-bands at spins 10–14, shows a good agreement with the experimental data and reveals a 70% admixture of the $\nu(h_{11/2})^2$ quasiparticle structure to the lowest 10^+ state at 3172 keV, previously assigned to the ground state band. Consequently the 10^+ state at 3503 keV is of 70% ground state band heritage.

The deduced $B(M1)$ values of the M1 band decrease with increasing spin, which is the expected behaviour for magnetic rotation, but can also be described on the basis of a rotational band with negative parity, assuming a $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2}g_{7/2})$ structure with an effective K value of about $9\hbar$. To give a final answer to the question of the underlying structure of the M1 band, the parity of the band is required.

Two calculations in the framework of the sd version of the Interacting Boson Model (IBM) with two different Hamiltonians were performed, both showing a good agreement with the experimental $B(E2)$ values and the low energy spectrum. The weakened staggering of the quasi- γ band can indeed only be described by using the n_d^2 -ECQF Hamiltonian with a pairing interaction term.

Furthermore new software is presented, which was developed within the investigation of the nuclear structure of ^{124}Xe . It was used in the analysis of the spectroscopic data as well as for theoretical calculations performed for the discussion of the experimental results.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	ii
1 Einleitung	1
2 Die Messung von Lebensdauern	3
2.1 Die RDDS Methode	3
2.2 Die DDC Methode	4
2.3 Das Koinzidenzexperiment	7
3 Neue Software	11
3.1 Das Programm <code>napatau</code>	11
3.2 Die Programme <code>phinema</code> und <code>phinema-124Xe</code>	15
3.3 Das Programm <code>mixing</code>	15
3.4 Das Programm <code>tvfitgen</code>	16
4 Das Experiment	21
4.1 Der Plunger	22
4.2 Das EUROBALL Spektrometer	23
4.3 Die Messung	24
5 Abbremsseffekte	27
5.1 Abbremsseffekte und deren Auswirkungen bei RDDS-Messungen .	27
5.1.1 Die Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne nach Ver-	
lassen des Targets	27
5.1.2 Die Abbremsung der Rückstoßkerne im Stopper	28
5.2 Die Methode zur Korrektur von Abbremsseffekten	28
5.3 Die Korrektur von Abbremsseffekten bei ^{124}Xe	30
5.3.1 Die Monte-Carlo Simulation der Rückstoßkerne	30
5.3.2 Die Antwortfunktionen der Detektorringe	32
5.3.3 Die Simulation der Schnitterspektren	33
5.3.4 Analyse der simulierten Spektren	34
5.3.5 Bestimmung der Korrekturkurve	34

6	Auswertung der Daten	37
6.1	Aufbereitung der Daten	37
6.1.1	Driftkorrektur und Rekalibrierung	37
6.1.2	Sortierung	38
6.1.3	Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit v/c	38
6.1.4	Bestimmung der Target–Stopper–Abstände	39
6.1.5	Normierung	39
6.2	Auswertung der Lebensdauern nach der DDC–Methode	40
6.2.1	Erzeugung der Schnitterspektren	41
6.2.2	Bestimmung der Intensitäten	41
6.2.3	Berechnung der Lebensdauern	42
7	Experimentelle Ergebnisse	43
7.1	Die Grundzustandsbande und die S–Banden	43
7.2	Die magnetische Dipolbande	46
7.3	Die γ -Bande	47
7.4	Die Yrast-Bande	49
7.5	Die negativ Paritäts-Bande	51
7.6	Berechnung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten	51
8	Diskussion der Ergebnisse	57
8.1	$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ –Systematik und Grundzustandsdeformation	57
8.2	Bandenmischung in ^{124}Xe	59
8.2.1	Grundlagen der Bandenmischung	60
8.2.2	Ergebnisse und Diskussion der Bandenmischung in ^{124}Xe	61
8.3	Die magnetische Dipolbande	62
8.4	SD–IBM–1 Berechnungen	66
	Literaturverzeichnis	76
A	Software	I
A.1	Fehlerberechnung beim Programm <code>napatau</code>	I
A.2	Input des Programms <code>mixing</code>	III
B	Experimentelle Daten zu ^{124}Xe	V
B.1	Die Antwortfunktionen der Detektorringe	VII
B.2	Bestimmung der Stopping Power	VIII
B.3	Taukurven	X

Abbildungsverzeichnis

2.1	Meßprinzip der RDDS-Methode	4
2.2	Ausschnitt aus einem skizzierten Termschema	5
2.3	Komponenten der Intensitäten im Koinzidenzmodus	8
3.1	Ansicht des Programms napatau	12
3.2	Ansicht der Taukurve im Programm napatau	14
3.3	Das Programm phinema-124Xe	16
3.4	Das Programm phinema	17
3.5	Benutzeroberfläche des Programms mixing	19
3.6	Überlapp von Flug- und Stoppeak	19
3.7	Das Programm tvfitgen	20
4.1	Der experimentelle Aufbau	21
4.2	Schematische Zeichnung des Kölner Plungers	22
4.3	Skizze des EUROBALL-Spektrometers	23
5.1	Verteilung der Abbremszeiten von ^{124}Xe in Gold	29
5.2	Antwortfunktion des Detektorrings 1	33
5.3	Vorgegebene Kaskade zur Simulation von RDDS-Spektren	34
5.4	Simulierte Schnitterspektren für den Ring 0	35
5.5	Korrekturkurve für Abbremsseffekte	36
6.1	Abstandseichung	39
7.1	Tauplot des 2_1^+ -Zustands für Detektorring 0	45
7.2	Tauplot des Spin 17-Zustands der magnetischen Dipolbande für Detektorring 0	48
7.3	Termschema der quasi γ -Bande	49
7.4	Tauplot des 9^- -Zustands für Detektorring 6	50
8.1	$B(E2)$ Systematik der $A = 130$ Massenregion	58
8.2	Q_t -Werte von ^{124}Xe und Nachbarkernen	59
8.3	Vergleich der Niveauenergien von $^{120,122,124,126}\text{Xe}$	61
8.4	Vergleich der experimentellen und berechneten $B(E2)$ Werte der Mischungsrechnung	63

8.5	Schematische Darstellung der Drehimpulserzeugung im TAC Modell.	64
8.6	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten der M1 Bande	65
8.7	Ergebnisse der sd -IBM-1 Berechnung mit dem ECQF Hamiltonian	69
8.8	Ergebnisse der sd -IBM-1 Berechnung mit dem n_d^2 -ECQF Hamiltonian	70
B.1	Partielles Termschema von ^{124}Xe	VI
B.2	Antwortfunktionen der Detektorringe	VII
B.3	Elektronische Stopping Power für ^{132}Xe in Gold	VIII
B.4	Elektronische Stopping Power für ^{132}Xe in Silber	VIII
B.5	τ -Kurven für den 354 keV Übergang	X
B.6	τ -Kurven für den 525 keV Übergang	XI
B.7	τ -Kurven für den 670 keV Übergang	XII
B.8	τ -Kurven für den 783 keV Übergang	XIII
B.9	τ -Kurven für den 840 keV Übergang	XIV
B.10	τ -Kurven für den 712 keV Übergang	XV
B.11	τ -Kurven für die Übergänge 262 keV und 276 keV	XVI
B.12	τ -Kurven für den 326 keV Übergang	XVII
B.13	τ -Kurven für den 400 keV Übergang	XVIII
B.14	τ -Kurven für den 493 keV Übergang	XIX
B.15	τ -Kurven für den 893 keV Übergang	XX
B.16	τ -Kurven für den 589 keV Übergang	XXI
B.17	τ -Kurven für den 817 keV Übergang	XXII
B.18	τ -Kurven für die Übergänge 776 keV und 835 keV	XXIII
B.19	τ -Kurven für den 701 keV Übergang	XXIV
B.20	τ -Kurven für den 701 keV Übergang	XXV
B.21	τ -Kurven für den 486 keV Übergang	XXVI

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Programme <code>phinema-124Xe</code> und <code>phinema</code> im Vergleich	18
4.1	Detektoranordnung des EUROBALL	24
4.2	Technische Daten des Experiments	25
5.1	Parameter der elektronischen Stopping Power	32
5.2	Aus den simulierten Spektren bestimmte Lebensdauern	36
6.1	Target–Stopper–Abstände und deren Bezeichnungen	40
6.2	Normierungsfaktoren für die verschiedenen Target–Stopper–Abstände	41
7.1	Lebensdauern der Grundzustandsbande in ^{124}Xe	44
7.2	Lebensdauern der magnetischen Dipolbande in ^{124}Xe	47
7.3	Lebensdauern der γ -Bande in ^{124}Xe	49
7.4	Lebensdauern der Yrast-Bande in ^{124}Xe	51
7.5	Koinzidenzbedingungen, <i>gating</i> und <i>gated</i> Ringe	54
7.6	Lebensdauern und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten in ^{124}Xe	55
8.1	Mischungsamplituden, gestörte und ungestörte Energien der Mi- schungsrechnung	62

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung der Kernstruktur in der $A \approx 130$ Region ist schon seit einigen Jahren ein Schwerpunktthema des Instituts für Kernphysik (IKP) der Universität zu Köln. Bei dieser Massenregion handelt es sich um einen Übergangsbereich zwischen stark deformierten Kernen der Schalenmitte der $N=50$ bis 82 Neutronenhauptschale und sphärischen Kernen in der Nähe der magischen Zahlen $Z=50$ und $N=82$. Der in dieser Arbeit untersuchte Kern ^{124}Xe liegt in dieser Region und weist eine Reihe interessanter nuklearer Strukturen auf, die bereits in einigen Arbeiten diskutiert wurden und nun kurz vorgestellt werden.

So handelt es sich bei ^{124}Xe um einen leicht β -deformierten Kern mit einer Grundzustandsdeformation von $\beta = 0.218$. Kerne der Übergangsregionen werden üblicherweise als γ -instabil angesehen. Diese γ -Instabilität wird durch den $O(6)$ -Grenzfall des algebraischen *Interacting Boson Model* (IBM) [Ari75, Iac87] für gg -Kerne beschrieben. Eine frühere Berechnung im Rahmen der sd -Version dieses Modells zeigte Eigenschaften des dynamischen $O(6)$ -Grenzfalls, aber auch Anteile der $U(5)$ -Symmetrie für die niederenergetischen Zustände in ^{124}Xe [Wer01]. Der $U(5)$ -Grenzfall des IBM ist dabei die geometrische Entsprechung des anharmonischen, sphärischen Vibrators.

Bei höheren Anregungsenergien von etwa 3.5 MeV zeigen sich $\nu(h_{11/2})^2$ und $\pi(h_{11/2})^2$ Quasiteilchen-Anregungen, auf denen zwei S-Banden aufbauen, die bis zu den Spins $I^\pi = 28^+$ bzw. 26^+ nachgewiesen wurden. Die Systematik solcher S-Banden in der Xe-Ba-Ce Region wurde in [Wys89, Gra96] untersucht.

Eine weitere interessante Eigenschaft der Kernstruktur von ^{124}Xe ist die Existenz einer regulären M1 Bande [Sch99], welche als vielversprechender Kandidat für magnetische Rotation in Betracht kommt. Eine theoretische Beschreibung dieses Phänomens wurde von S. Frauendorf im Rahmen des *Tilted Axis Cranking* (TAC) Modells [Fra93] entwickelt. In diesem Modell ergeben sich die Drehimpulse solcher Banden durch eine simultane, stufenweise Reorientierung der Drehimpulse der Protonen und Neutronenlöcher in Richtung des Gesamtdrehimpulses. Dies kann mit dem Zusammenklappen der Blätter einer Schere verglichen werden, was zu der Bezeichnung *shears* (engl. für Schere) Bande führt. Experimentell wurde

die magnetische Rotation zuerst in den neutronenarmen Blei-Isotopen festgestellt [Cla97, Cla98]. In einigen Kernen der $A \approx 130$ Massenregion sind ähnliche magnetische Dipolbanden bekannt, deren Struktur noch nicht eindeutig bestimmt werden konnte, wie z.B. in ^{128}Ba und eben auch in ^{124}Xe . Eine wesentliche experimentell beobachtbare Signatur für magnetische Rotation ist die Abnahme der Übergangsstärken $B(M1)$ innerhalb der Bande mit dem Spin.

Zur Bestimmung von absoluten Übergangsstärken werden die Lebensdauern angeregter Kernniveaus benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Experiment zur Messung der Lebensdauern angeregter Zustände in ^{124}Xe durchgeführt und die analysierten Ergebnisse wurden im Rahmen verschiedener Theorien der Kernstrukturphysik diskutiert.

Das Experiment zur Messung von Lebensdauern in ^{124}Xe konnte mit einem der leistungsfähigsten γ -Spektrometer, dem EUROBALL IV [Alv98] durchgeführt werden. Dieses Spektrometer ermöglicht aufgrund seines hohen Ansprechvermögens den Nachweis von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignissen mit hinreichender Statistik, um unbekannte Lebensdauern in schwach bevölkerten Banden zu bestimmen, wie z.B. der M1 Bande in ^{124}Xe ($\approx 8\%$ des Reaktionsquerschnitts für ^{124}Xe). Zur Messung der Lebensdauern kam die Recoil Distance Doppler Shift (RDDS) Methode zum Einsatz, welche ein Standardmeßverfahren für Lebensdauern im Pikosekundenbereich ist und bei Messungen mit dem Kölner Plunger angewendet wird. Die Leistungsfähigkeit des Spektrometers wie auch eine verbesserte Analysetechnik, in Form der Differential-Decay-Curve (DDC) Methode [Dew89, Böh93] für Koinzidenzdaten, ermöglichen zudem, zuvor gemessene Lebensdauern aus Singlesmessungen zu überprüfen. Abbremsseffekte der Rückstoßkerne in der Target- und Stopperfolie, die bei der Bestimmung von kurzen Lebensdauern in der Größenordnung der mittleren Abbremszeit eine Rolle spielen, wurden bei der Analyse mitberücksichtigt. Damit konnten Lebensdauern zuverlässig bis zu einer unteren Grenze von 0.5 ps bestimmt werden.

Darüber hinaus wird in dieser Arbeit neue Analysesoftware vorgestellt, die für die Auswertung von γ -spektroskopischen Daten und für theoretische Berechnungen in der Kernphysik verwendet werden kann. Diese Programme wurden im Rahmen dieser Arbeit zur Untersuchung des Kerns ^{124}Xe entwickelt und konnten auch bei der Analyse anderer Kerne genutzt werden. Zur Vereinfachung der Bedienbarkeit wurden alle Programme mit einer graphischen Benutzeroberfläche ausgestattet. Dabei wurde ebenfalls auf eine übersichtliche Präsentation der Berechnungsergebnisse durch graphischen Output Wert gelegt.

Kapitel 2

Die Messung von Lebensdauern

Zur Messung von Lebensdauern angeregter Kernniveaus im Bereich einiger Piko-
sekunden bis hin zu etwa einer Nanosekunde ist die **R**ecoil **D**istance **D**oppler **S**hift
(RDDS) Methode ein Standardmeßverfahren, welches den Doppler-Effekt aus-
nutzt. Eine bewährtes Verfahren zur Analyse von RDDS-Lebensdauermessungen
stellt die **D**ifferential-**D**ecay-**C**urve (DDC) Methode [Dew89, Böh93] dar. Die
Grundlagen dieser Methoden werden im folgenden kurz beschrieben.

2.1 Die RDDS Methode

In einer Streukammer befinden sich im Abstand d zwei parallel zueinander ange-
brachte Folien, die Target- und die Stopperfolie. Durch eine Compoundkernre-
aktion werden im Target Rückstoßkerne erzeugt, die mit einer Geschwindigkeit v
von einigen Prozent der Lichtgeschwindigkeit c die Targetfolie verlassen und nach
dem Flug durch das Vakuum in der Stopperfolie vollständig abgebremst werden.
Die erzeugten Rückstoßkerne sind hoch angeregt und gehen in der Regel über
eine Kaskade von γ -Übergängen in den Grundzustand über. Vernachlässigt man
in erster Näherung die Abbremsseffekte in Target- und Stopperfolie, so kann man
zwei Fälle unterscheiden: Wurde der Rückstoßkern vollständig gestoppt, bevor
er das interessierende γ -Quant emittiert, so registriert ein Detektor unabhängig
von seinem Winkel θ bezüglich der Strahlachse die Energie $E_\gamma = E_U$ (*unshifted*).
Findet die Emission im Flug zwischen den beiden Folien statt, so wird der Detek-
tor in Abhängigkeit seines Winkels θ eine Doppler-verschobene Energie $E'_\gamma = E_S$
(*shifted*) registrieren:

$$E'_\gamma = E_S = E_U \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right) \quad (2.1)$$

Das Energiespektrum eines Kernübergangs hat dementsprechend eine unverscho-
bene Linie, den *Stoppeak*, und eine Doppler-verschobene Linie, den *Flugpeak*, wel-
che energetisch um die sogenannte *Doppler-Shift* $\Delta E = E_S - E_U = E_U \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \theta$
differieren. Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne ist der

Flugpeak gegenüber dem Stoppeak verbreitert. Auch die Winkelaufweitung des Strahls beim Durchgang durch die Folien von Target und Stopper, das sogenannte *Winkelstraggling*, führt zu einer winkelabhängigen Verbreiterung des Flugpeaks. Variiert man gezielt den Abstand d zwischen den Folien, so verändert man die mittlere Flugzeit der Kerne und damit auch das Intensitätsverhältnis von Stopp- und Flugpeak. Für jeden Abstand d erhält man schließlich die Intensitäten von Flug- und Stoppeak, aus denen man mit Hilfe der DDC Methode die Lebensdauer des interessierenden Kernzustands ermitteln kann.

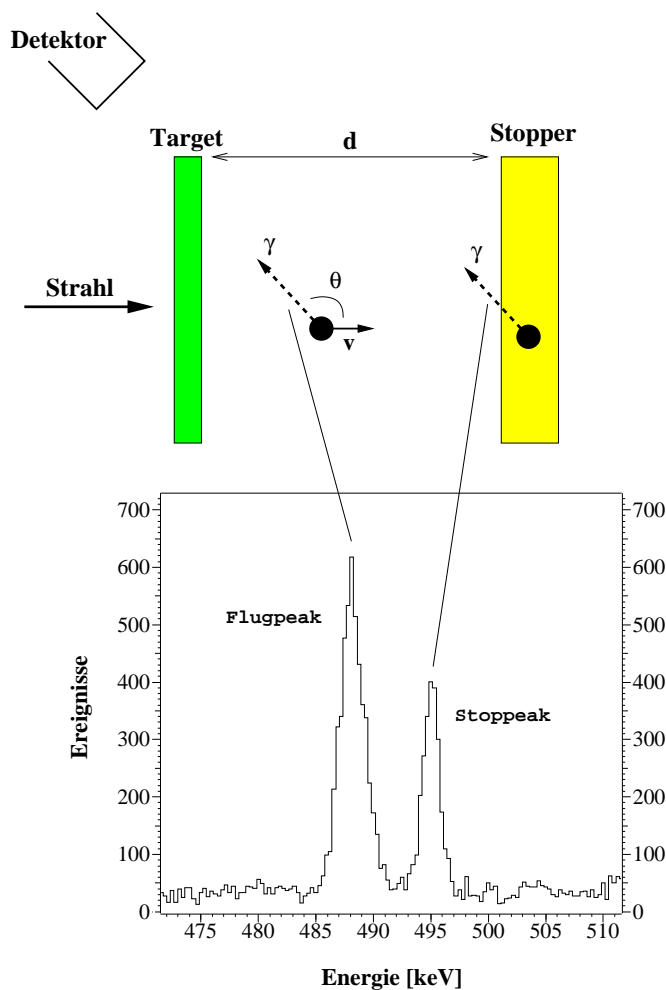


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der RDDS-Methode: Die angeregten Rückstoßkerne können ihre Energie durch die Emission von γ -Quanten abgeben. Die im Flug emittierten γ -Quanten sind dann gegenüber den im Ruhezustand ausgesendeten Dopplerverschoben, wie im unteren Teil dargestellt.[Kle99]

2.2 Die DDC Methode

Die DDC Methode ist 1989 von A. Dewald et al. [Dew89] entwickelt worden. Mittlerweile ist diese Methode ein anerkanntes Standardverfahren zur Analyse von Lebensdauermessungen. Diese Analysemethode kann sowohl im Fall einer Messung ohne zusätzliche $\gamma\gamma$ -Koinzidenzbedingung (Singlesmessung) als auch

bei einem Koinzidenzexperiment angewendet werden. Im diesem Abschnitt wird die DDC Methode in Anlehnung an [Dew89] skizziert. In Abbildung 2.2 ist der

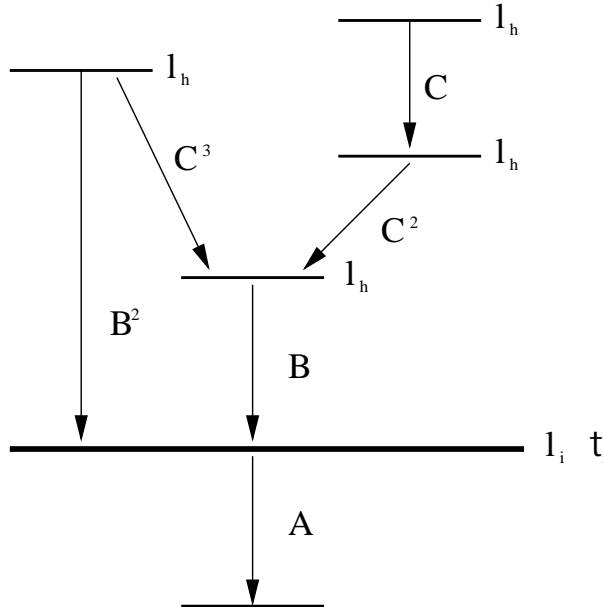


Abbildung 2.2: Ausschnitt aus einem skizzierten Termschema, das sich aus den elementaren Zerfallskaskaden $C \rightarrow C^2 \rightarrow B \rightarrow A$, $C^3 \rightarrow B \rightarrow A$ und $B^2 \rightarrow A$ zusammensetzt. Mit l_i sei das Niveau bezeichnet, dessen Lebensdauer τ_i zu analysieren ist.

Ausschnitt aus einem Termschema dargestellt, in dem die Lebensdauer τ_i des Niveaus l_i bestimmt werden soll. Dieses Niveau wird über eine Reihe von höher liegenden Niveaus l_h bevölkert (*Feeder*) und zerfällt seinerseits zu tieferliegenden Niveaus. Dabei werden direkt bevölkernde Übergänge mit B, indirekte mit C und direkt entvölkernde Übergänge mit A bezeichnet.

Da das Niveau l_i von einer Kaskade von Übergängen bevölkert wird, gehen in die Zerfallskurve dieses Niveaus die Be- und Entvölkerungshistorien aller höher an der Kaskade beteiligten Niveaus l_h ein. Mit Hilfe des Zerfallsgesetzes $\dot{n}_i = -\lambda_i n_i(t)$ und der Zerfallswahrscheinlichkeit $\lambda_i = 1/\tau_i$ erhält man durch Superposition aller beteiligten Zustände die grundlegende Differentialgleichung

$$\dot{n}_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h b_{hi} \lambda_h n_h(t) . \quad (2.2)$$

Dabei haben die auftretenden Größen folgende Bedeutung:

- $n_h(t)$: Zahl der Kerne in einem höherliegenden, bevölkernden Niveau l_h ,
zur Zeit t
- λ_i : Zerfallswahrscheinlichkeit des Niveaus l_i
- b_{hi} : Verzweigungsverhältnis des Zerfalls vom Niveau l_h zum Niveau l_i

Die experimentell gemessenen Übergangsintensitäten entsprechen nun einer Integration über eine gewisse Zeitspanne, daher integrieren wir nun Gleichung 2.2:

$$\int_t^\infty \dot{n}(t') dt' = - \int_t^\infty \lambda_i n_i(t') dt' + \int_t^\infty \sum_h \lambda_h n_h(t') b_{hi} dt' \quad (2.3)$$

Nun wird folgender Ansatz gewählt, um die auf der rechten Seite von Gleichung 2.3 auftretenden Integrale durch beobachtbare Meßgrößen auszudrücken. Wenn N_z die Anzahl der Kerne ist, die nach der Zeit t aus dem Zustand z zerfallen, dann gilt

$$N_z(t) = \int_t^\infty \lambda_z n_z(t') dt' \quad (2.4)$$

und es folgt

$$\frac{d}{dt} N_z(t) = -\lambda_z n_z(t). \quad (2.5)$$

Da für endliche Lebensdauern $n_i(\infty) = 0$ gilt, läßt sich die linke Seite von Gleichung 2.3 schreiben als

$$-n_i(t) = \frac{1}{\lambda_i} \frac{d}{dt} N_i(t) = -N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t) \quad (2.6)$$

Mit $\tau_i = 1/\lambda_i$ lautet somit die der DDC Methode zugrunde liegende Gleichung zur Berechnung von Lebensdauern:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t)}{\frac{d}{dt} N_i(t)} \quad (2.7)$$

Bei RDDS Experimenten sind die Größen N_i und N_h direkt proportional zu Observablen der Messung, nämlich zu den Flug- und Stoppeakintensitäten. Bei Messungen ohne Koinzidenzbedingung (*Singlesmessungen*) setzt sich die entsprechende Proportionalitätskonstante aus Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) der Detektoren, dem Winkelverteilungskoeffizienten und dem Normierungsfaktor zusammen. Der Normierungsfaktor wird für einen Vergleich der Intensitäten aus verschiedenen Abständen d benötigt, da mit diesem auf eine konstante Anzahl erzeugter Kerne normiert wird. Mit Gleichung 2.7 kann bei einer Singlesmessung die Lebensdauer direkt aus dem Experiment bestimmt werden.

Die wichtigsten Vorteile der DDC Methode sind:

- Die Lebensdauern der bevölkernden Niveaus gehen nicht in Gleichung 2.7 ein.
- Nur relative Abstände zwischen Target- und Stopperfolie gehen in die Analyse ein, so daß keine Absolutabstände gemessen werden müssen.
- Man erhält für jeden Zeitpunkt $t_i = d_i/v$, gegeben durch den eingestellten Folienabstand d_i , eine unabhängige Lebensdauer $\tau_i(t)$. Trägt man den Verlauf der $\tau_i(t)$ -Werte gegen den Abstand d_i auf, so erwartet man von dieser sogenannten τ -Kurve einen konstanten Verlauf. Abweichungen von dieser Vorgabe sind ein guter Indikator für systematische Fehler.
- Es gibt einen sensitiven Bereich, der alle Werte umfaßt, die einen vergleichbar großen statistischen Fehler aufweisen.

Typische systematische Fehler sind falsche Annahmen über die Intensitäten der Feeder, die oft nicht vollständig bekannt sind, Sidefeeding¹, Kontamination, der Deorientierungseffekt² und die im Abschnitt 5 näher behandelten Abbremsseffekte in der Target- und Stopperfolie.

2.3 Das Koinzidenzexperiment

Zur Minimierung der meisten in Abschnitt 2.2 genannten systematischen Fehler führt man die RDDS Messung im Koinzidenzmodus durch. Durch die Koinzidenzbedingung werden einzelne Kaskaden eines Termschemas isoliert, so daß störende Kontaminationen und Probleme wie das Sidefeeding verhindert werden können. Weiterhin können falsche Annahmen über Intensitäten der Feeder und Bevölkerungszeiten vermieden werden.

Die Herleitung der Formeln zur Berechnung der Lebensdauer τ_i sei in Anlehnung an [Dew89, Böh93] im Folgenden kurz beschrieben. Durch die Betrachtung zweier koinzidenter Übergänge, wie z.B. die beiden Übergänge B und A in Abbildung 2.2, wird eine Klasse von elementaren Zerfallskaskaden $\varepsilon(B, A)$ beschrieben. Nun ist die Lebensdauer τ_i unabhängig von der jeweils betrachteten Kaskade. Daher gilt für jede elementare Zerfallskaskade $e \in \varepsilon(Y, X)$ die fundamentale Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt}n_i^e(t) = -\lambda_i n_i^e(t) + \lambda_h n_{h(e)}^e(t) , \quad (2.8)$$

wobei der Index $h(e)$ das Niveau $l_{h(e)}$ der elementaren Kaskade e bezeichnet, welches direkt zum Niveau l_i zerfällt. Nun sind die Observablen der Messung proportional zur Summe aller elementaren Kaskaden $e \in \varepsilon(C, A)$:

$$\frac{d}{dt} \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} n_i^e(t) = - \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} \lambda_i n_i^e(t) + \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} \lambda_h n_{h(e)}^e(t) \quad (2.9)$$

Gleichung 2.9 ist äquivalent zu Gleichung 2.2 beim *Singles* Fall. Dementsprechend kann man analog zu den Gleichungen 2.3 bis 2.6 die Lebensdauer im Falle einer Koinzidenzmessung berechnen zu:

$$\tau_i(t) = \frac{- \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} N_i^e(t) + \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} N_{h(e)}^e(t)}{\frac{d}{dt} \sum_{e \in \varepsilon(C, A)} N_i^e(t)} \quad (2.10)$$

¹Beim Sidefeeding handelt es sich um eine eventuell unbeobachtete Bevölkerung eines Zustandes. Da es sich in der Regel sehr schwierig gestaltet, diese Bevölkerung abzuschätzen, kommt es bei Singlesmessungen dadurch leicht zu einem systematischen Fehler.

²Bei langen Flugzeiten von ca. 50 Pikosekunden kann es durch Hyperfeinwechselwirkung des Spins der Rückstoßkerne mit ihrer Elektronenhülle zur zeitlichen Veränderung der Kernausrichtung und damit zur Änderung der meßbaren Winkelverteilung der γ -Strahlung kommen [Pet94].

Die Schreibweise für die gemessenen Intensitäten bei zwei koinzidenten Übergängen X und Y sei $\{Y, X\}$, wobei Y der zeitlich vor X stattfindende Übergang ist. Bei einer RDDS Messung kann man $\{Y, X\}$ in folgende Komponenten zerlegen:

$$\{Y, X\} = \{Y_U, X_U\} + \{Y_S, X_U\} + \{Y_U, X_S\} + \{Y_S, X_S\} \quad (2.11)$$

Hierbei kennzeichnet der Index S die Intensität des Flugpeaks und U die des entsprechenden Stoppeaks, wie in Abbildung 2.3 dargestellt.

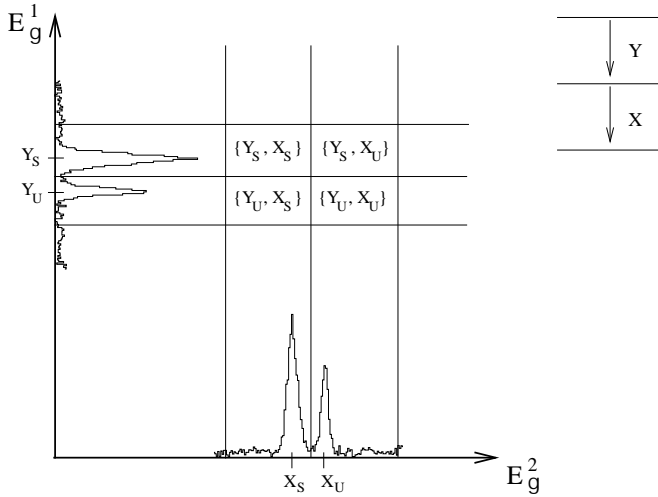


Abbildung 2.3: Die einzelnen Komponenten der Intensitäten zweier koinzidenter Übergänge bei einer RDDS-Koinzidenzmessung. [Kle99]

Nun muß $\{Y_U, X_S\}$ gleich null sein, da der Übergang Y zeitlich vor X stattfindet und damit ein schon gestoppter Kern keinen Beitrag mehr zum Flugpeak eines darauffolgenden Übergangs leisten kann:

$$\{Y_U, X_S\} = 0 \quad (2.12)$$

Weiterhin ist $\{Y, X\}$ zeitlich unabhängig und somit ergibt sich aus Gleichung 2.11 die nützliche Identität:

$$-\frac{d}{dt}\{Y_S, X_S\} = \frac{d}{dt}\{Y_S, X_U\} + \frac{d}{dt}\{Y_U, X_U\} = \frac{d}{dt}\{Y_{S+U}, X_U\} \quad (2.13)$$

Damit ergibt sich die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Flugzeit $t_k = \frac{d_k}{v}$ mit den Gleichungen 2.10 bis 2.13 zu:

$$\tau(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S, A_S\}(t_k)} \quad (2.14)$$

Dabei sind die mit B , C und A bezeichneten Übergänge, die in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt sind und α das Verhältnis der Intensitäten $\{C, A\}$ und $\{C, B\}$, das über alle Abstände d_k konstant bleibt:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, B\}} = \frac{\{C_S, A_U\} + \{C_S, A_S\}}{\{C_S, B_U\} + \{C_S, B_S\}} \quad (2.15)$$

Bei einem direkten Feeder vereinfacht sich Gleichung 2.14 zu

$$\tau(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)} . \quad (2.16)$$

Mit Gleichung 2.13 kann man Gleichung 2.16 auch schreiben als:

$$\tau(t_k) = -\frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_{S+U}, A_U\}(t_k)} . \quad (2.17)$$

Zusätzlich zu den im Abschnitt 2.2 beschriebenen Vorteilen der DDC Methode bei einer Singlesmessung kommen im Koinzidenzmodus noch folgende hinzu:

- Durch die Koinzidenzbedingung können einzelne Banden und Kaskaden des Termschemas isoliert werden, so daß man die bei der Auswertung störenden Kontaminationen unterdrücken kann.
- Durch das Setzen von Koinzidenzbedingungen oberhalb des interessierenden Niveaus treten keine Probleme mit Abschätzungen von Feederintensitäten und Feedingzeiten auf.
- Probleme durch Sidefeeding können verhindert werden.
- Winkelkorrelationseffekte und der Deorientierungseffekt³ kürzen sich bei der Analyse heraus [Pet94].

³Eine Ausnahme bildet jener Fall, wo eine Koinzidenzbedingung auf einen entvölkernden Übergang gesetzt wird. In diesem Fall muß der Deorientierungseffekt allerdings nur dann berücksichtigt werden, wenn das betrachtete Niveau einen Spin kleiner als $6\hbar$ hat.

Kapitel 3

Neue Software

In diesem Kapitel werden neu entwickelte Programme, wie `napatau`, `phinema` bzw. `phinema-124Xe`, `mixing` und `tvfitgen` vorgestellt. Diese Computerprogramme wurden bei der Analyse der γ -spektroskopischen Daten (vgl. Abschnitt 6) und bei einem Teil der theoretischen Berechnungen im Rahmen der Diskussion der Ergebnisse (vgl. Abschnitt 8) aus dem Experiment an ^{124}Xe verwendet. Hierbei handelt es sich jeweils um Programme mit graphischer Benutzeroberfläche.

3.1 Das Programm `napatau`

Bei der Analyse experimenteller Daten nach der DDC Methode tritt das Problem auf, das in den Nennern der Gleichungen (2.7, 2.10) zur Berechnung der Lebensdauer τ keine direkte Meßgröße, sondern die zeitliche Ableitung einer Observablen auftaucht. Diese zeitliche Ableitung wurde durch Anpassung einer hypothetischen, analytischen Funktion über die entsprechenden Intensitäten bei verschiedenen Folienabständen, bzw. Flugzeiten erreicht. Als sinnvoll hat sich dabei die Verwendung von stückweise aneinander gereihten Polynomen zweiten Grades erwiesen, für deren Verbindungspunkte stetige Differenzierbarkeit gefordert wird. Ein Programm, das dieses Prinzip verwendet, ist das Programm `apatau` [Alt94]. Das Programm `napatau`¹ enthält den gleichen Funktionsumfang wie das Programm `apatau`, hat aber darüber hinaus noch folgende Erweiterungen:

1. Einfach zu bedienende graphische Benutzeroberfläche.
2. Zusätzlicher Anpassungsalgorithmus wählbar.
3. Auswahl des sensitiven Bereichs.
4. Auswahl des zu fittenden Bereiches.

¹`napatau` steht für new `apatau`

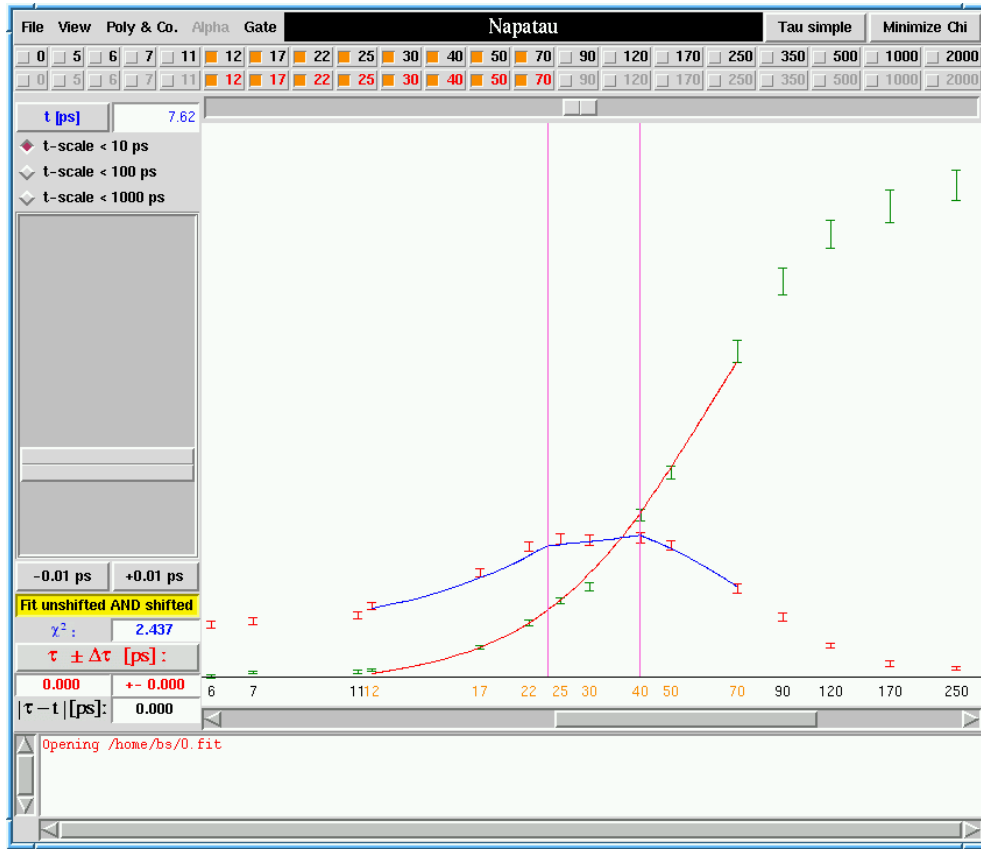


Abbildung 3.1: Ansicht des Programms `napatau`. Zu sehen sind die an die Datenpunkte I_k^{us} und I_k^{sh} angepaßten Kurven. Mit dem vertikalen Schieberegler auf der linken Seite kann man den Wert von \tilde{t}^{hyp} verstellen und das Resultat sofort im Diagramm überprüfen.

5. Gleichungen (2.14, 2.16, 2.17) für verschiedene Koinzidenzbedingungen sind im Programm implementiert.
6. Berechnung von α in Gleichung 2.14 wird beim Einlesen der Intensitäten automatisch berechnet. Hierbei kann man zwischen zwei Berechnungsarten und der manuellen Eingabe eines Wertes für α wählen. Graphische Darstellung der Berechnung des Wertes α .
7. Alle benötigten experimentellen Daten, wie die Abstandsnormierung, Target-Stopper-Abstände und Geschwindigkeit der Rückstoßkerne werden bei Programmstart automatisch eingelesen.
8. Ansicht der τ -Kurve mit den an die Intensitäten angepaßten Zerfallskurven und Ausgabe als Postscript Datei (vgl. Abbildung 3.2).

Der Punkt 2 trägt der oben erwähnten Problematik Rechnung, daß das Finden einer optimalen Beschreibung der Zerfallskurve mit stückweisen Polynomen zweiten Grades nicht immer einfach möglich ist. Dies war der Anlaß zur Verbesserung des Fitalgorithmus, unter Beibehaltung der bisher verwendeten Prozedur. Am Beispiel des Setzens einer Koinzidenzbedingung auf den direkten Feeder (Gleichung 2.16) soll diese Fitmethode im folgenden erläutert werden. Die in Gleichung 2.16 bezeichneten Größen $\{B_S, A_U\}(t_k)$ und $\{B_S, A_S\}(t_k)$ sollen der Einfachheit halber I_k^{us} und I_k^{sh} genannt werden, da diese Größen nach dem Setzen der Koinzidenzbedingung mit den Intensitäten von Stop- und Flugpeak identifiziert werden. Mit dieser Ersetzung und unter der Annahme das $\tau_k = \tilde{t}$ für alle Folienabstände konstant sein sollte, läßt sich Gleichung 2.16 schreiben als:

$$I_k^{us} = \tilde{t} \frac{d}{dt} I_k^{sh}. \quad (3.1)$$

Bisher wurde nun eine analytische Funktion $f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k)$, die von den freien Parametern a_1 bis a_n abhängt, so an die Datenpunkte I_k^{sh} angepaßt, daß

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{I_k^{sh} - f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k)}{\Delta I_k^{sh}} \right)^2 \quad (3.2)$$

minimiert wird, wobei ΔI_k^{sh} den statistischen Fehler von I_k^{sh} bezeichnet. Hierbei handelt es sich um ein Problem, das sich durch die Lösung des linearen Gleichungssystems

$$\frac{\partial}{\partial a_j} \chi^2 = 0 \quad (3.3)$$

für $j = 1, \dots, n$ erübrigt. Das Finden einer geeigneten Beschreibung der Zerfallskurve wurde nun dadurch erleichtert, daß man durch die Einführung eines hypothetischen $\tilde{t} = \tilde{t}^{hyp}$ in Gleichung 3.1 den Verlauf der gemessenen Intensitäten I_k^{us} mit in die Anpassung der Funktion $f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k)$ einfließen läßt. Somit minimiert man nun

$$\chi^2 = \sum_k \left(\left(\frac{I_k^{sh} - f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k)}{\Delta I_k^{sh}} \right)^2 + w \left(\frac{I_k^{us} - \tilde{t}^{hyp} \frac{d}{dt} f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k)}{\Delta I_k^{us}} \right)^2 \right), \quad (3.4)$$

wobei es sich bei w um einen Wichtungsfaktor handelt. Der Term $\tilde{t}^{hyp} \frac{d}{dt} f$ in Gleichung 3.3 ist nicht linear, wenn \tilde{t}^{hyp} als weiterer freier Parameter des Fits gesehen wird. Für ein festes \tilde{t}^{hyp} handelt es sich aber bei Gleichung 3.3 um ein lineares Gleichungssystem, welches einfach gelöst werden kann. Das absolute Minimum von Gleichung 3.4 kann nun durch Variation von \tilde{t}^{hyp} mit Hilfe eines Rechners ermittelt werden. Das Programm `napatau` hat eine automatische Routine zur Berechnung des absoluten Minimums von Gleichung 3.4, aber auch die Möglichkeit, mittels eines Schiebereglers in der graphischen Benutzeroberfläche interaktiv

die Größe \tilde{t}^{hyp} zu verändern und das Ergebnis sofort zu betrachten (vgl. Abbildung 3.1). Nun wird für jeden Target-Stopper-Abstand die Lebensdauer nach Gleichung 2.16 gebildet:

$$\tau_k = \frac{I_k^{us}}{\frac{d}{dt} I_k^{sh}} = \frac{I_k^{us}}{\frac{d}{dt} f^{opt}(t_k)} , \quad (3.5)$$

wobei $f^{opt}(t)$ die zu \tilde{t}^{opt} gehörende Fitfunktion bezeichnet, die als die optimale Anpassung an die experimentellen Daten gesehen wird. Als quadratischer Fehler $\Delta\tau_k^2$ für die Lebensdauern τ_k der einzelnen Folienabstände ergibt sich nach Abschnitt A.1:

$$\Delta\tau_k^2 = \frac{\Delta I_k^{us2}}{\dot{P}_{j(k)}^2} + \frac{I_k^{us2}}{\dot{P}_{j(k)}^4} \Delta \dot{P}_{j(k)}^2 + \frac{I_k^{us} \tilde{t}^{opt}}{\dot{P}_{j(k)}^3} \Delta \dot{P}_{j(k)}^2 . \quad (3.6)$$

Hierbei ist P_j das j-te Polynom der zusammengesetzten Funktion $f^{opt}(t_k)$ an der Stelle t_k , das nur von (a_1, \dots, a_n) abhängt und demnach geschrieben werden kann, als

$$\frac{d}{dt} f^{opt}(t_k) = \dot{P}_j^{(a_1, \dots, a_n)}(t_k) = \dot{P}_{j(k)} . \quad (3.7)$$

Die Größe $\Delta \dot{P}_{j(k)}$ ist der Fehler von $\dot{P}_{j(k)}$, der sich aus der Kovarianzmatrix des Fits ergibt (vgl. Abschnitt A.1). Aus den einzelnen $(\tau_k, \Delta\tau_k)$ läßt sich nun als gewichteter Mittelwert ein finales τ_{final} berechnen. Die absolute Differenz zwischen τ_{final} und \tilde{t}^{opt} kann als systematischer Fehler dieser Anpassungsprozedur interpretiert werden. Das Programm `napatau` ist in Perl/Tk [Wal98] geschrieben

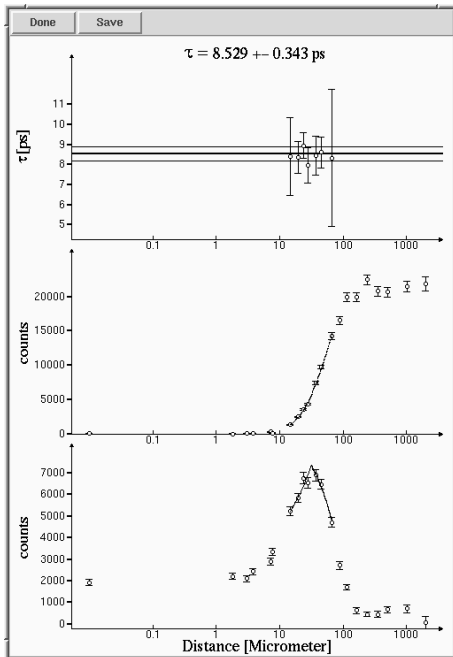


Abbildung 3.2: Fenster zur Betrachtung der Taukurve. Zu sehen sind die Werte für τ_k der einzelnen Folienabstände und darunter die an die Datenpunkte angepaßten Polynome zweiten Grades bzw. deren Ableitungen. Dies ist die zur Anpassung der Abbildung 3.1 gehörende Taukurve. Diese Graphik kann in der vorliegenden Darstellung als Postscript Datei zur weiteren Bearbeitung abgespeichert werden.

und benutzt die am Institut für Kernphysik verwendete Verzeichnisstruktur und Namensgebung der Konfigurationsdateien, wie auf der WWW-Seite:

<http://www.ikp.uni-koeln.de>

unter dem Menüpunkt **Anleitungen** als Lebensdauer-Guide beschrieben ist. Dort ist auch eine englischsprachige Bedienungs- und Installationsanleitung für das Programm **napatau** zu finden.

3.2 Die Programme **phinema** und **phinema-124Xe**

Für die in Abschnitt 8.4 gemachten sd-IBM-1 Rechnungen wurde das Programm **phinema-124Xe** entwickelt, welches das Ergebnis einer sd-IBM-1 Rechnung sofort graphisch darstellt. Abbildung 3.3 zeigt die graphische Benutzeroberfläche von **phinema-124Xe**. An den Schieberegler links kann man die Parameter des Hamilton Operators aus Gleichung 8.13 wählen. In der Graphik rechts werden dann simultan die Energieniveaus der Grundzustandsbande, quasi- γ Bande, der ($K = 0$)- und ($K = 4$)-Bande eingezeichnet. Weiterhin werden die mit den experimentellen Werten zu vergleichenden reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ als Pfeile dargestellt, wobei die Stärke der Pfeile proportional zu den $B(E2)$ -Werten ist. Die Zahlen darüber geben die $B(E2)$ Werte in Weisskopf Einheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Daten für die entsprechenden Banden in ^{124}Xe links neben den theoretisch berechneten dargestellt. Zur Weiterverwendung kann das berechnete Termschema im **Postscript** Format ausgegeben werden.

Bei dem Programm **phinema** handelt es sich um eine Abwandlung des Programms **phinema-124Xe**. Im Unterschied zu **phinema-124Xe** werden die experimentellen Daten von ^{124}Xe und die ($K = 4$)-Bande nicht eingezeichnet. **phinema** zeigt dafür aber weitere $B(E2)$ -Werte an. Abbildung 3.4 zeigt die Benutzeroberfläche des Programms **phinema**. Beide Programme sind in Perl/Tk [Wal98] geschrieben und benutzen zur Diagonalisierung des Hamiltonian aus Gleichung 8.13 das Programmpaket **phint** von O. Scholten [Sch]. In Tabelle 3.1 sind die Optionen und Unterschiede der Programme **phinema-124Xe** und **phinema** angegeben.

3.3 Das Programm **mixing**

Für Mischungsrechnungen von Rotationsbanden (vgl. Abschnitt 8.2.2) wurde das Programm **mixing** entwickelt. Hierbei handelt es sich wiederum um ein Programm, welches das Ergebnis der Berechnung als Termschema graphisch darstellt. Abbildung 3.5 zeigt die Benutzeroberfläche des Programms **mixing**. Dabei können gleichzeitig jeweils drei Niveaus in drei Banden berechnet werden.

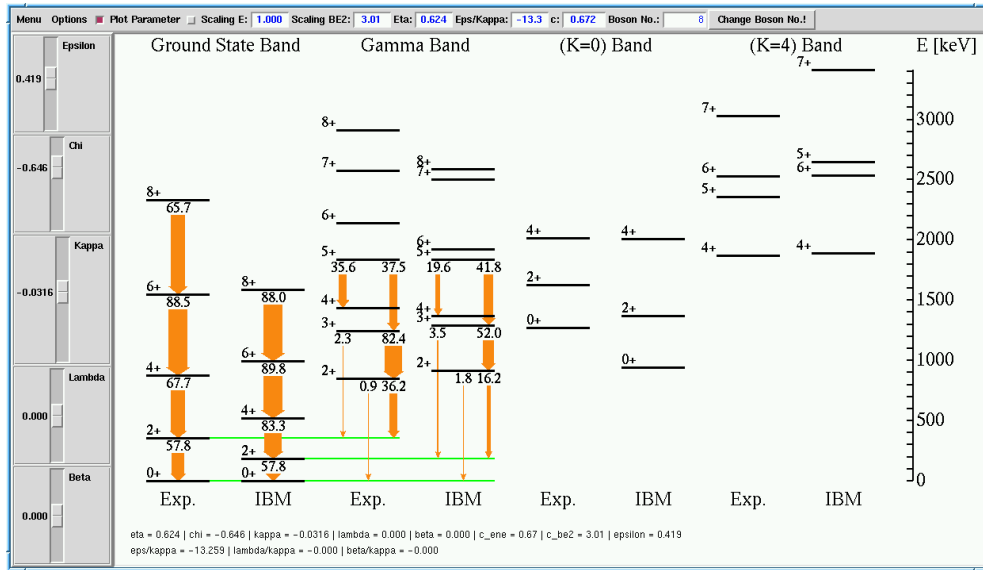
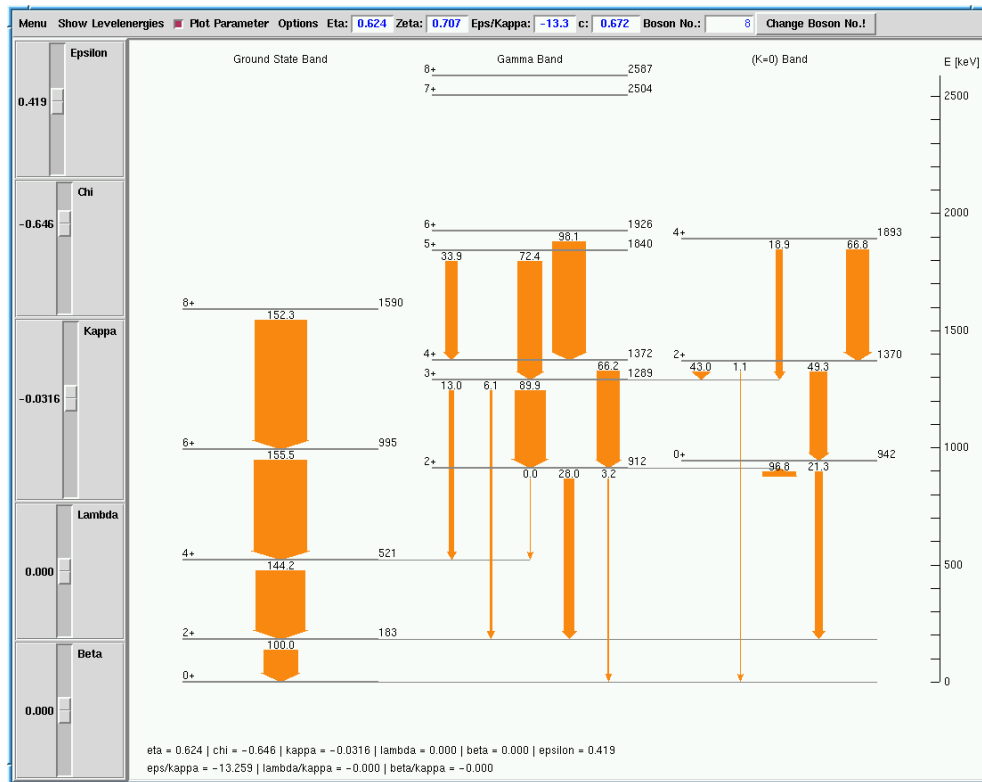


Abbildung 3.3: Benutzeroberfläche des Programms `phinema-124Xe`. An den Schieberegler links lassen sich die Parameter des Hamiltonian aus Gleichung 8.13 einstellen. Das Ergebnis der Berechnung wird dann simultan rechts als Termschema mit reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten eingezeichnet.

Die Stärke der Pfeile entspricht den berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten der jeweiligen γ -Übergänge. Die Zahlen geben die prozentuale Abweichung der berechneten von den experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten wieder. Eine Beispieldatei für den Input des Programms `mixing` ist im Abschnitt A.2 abgedruckt. Dieses Programm ist in der Programmiersprache Perl/Tk [Wal98] geschrieben.

3.4 Das Programm `tvfitgen`

Die Intensitäten von Flug- und Stoppeak werden entweder durch Anpassung, Fit von Gauß-Funktionen oder im Fall der klaren Trennbarkeit mittels Integration ermittelt. Im Fall der Analyse der Daten zu ^{124}Xe (vgl. Kapitel 4) wurden alle Intensitäten von Flug- und Stoppeak mittels der Anpassung von Gauß-Funktionen ermittelt. Der Hauptgrund dafür war, daß die Doppler-verschobenen Linien, aufgrund der geringen Geschwindigkeit der Rückstoßkerne (0.98 % der Lichtgeschwindigkeit) nicht vollständig von den unverschobenen Linien getrennt waren, wie in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Ein weiterer Grund war das Vorhandensein von störenden Linien, Kontaminationen, deren Überlapp mit den zu bestimmenden Linien durch eine Anpassung von Gauß-Funktionen ermittelt werden konnte. Hierfür, sowie für alle anderen Arbeiten mit den γ -Spektren kam das Programm `tv` [The93] zum Einsatz. Dieses bietet neben einer einfachen Bedien-

Abbildung 3.4: Benutzeroberfläche des Programms `phinema`

barkeit und einer sehr umfangreichen Ausstattung die Möglichkeit, mit Hilfe von sog. Kommandoskripten viele Arbeitsschritte automatisch auszuführen. Da im Laufe einer DDC Analyse einige hundert bis zu wenigen tausend Intensitäten mittels Gauß-Fit bestimmt werden müssen, wurde das Programm `tvfitgen` geschrieben, das Kommandoskripten für `tv` generiert. Das Programm `tvfitgen` bietet eine graphische Benutzerschnittstelle, wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist, und liest benötigte Informationen, wie die Anzahl der gemessenen Abstände und deren Bezeichnungen, ein. Es generiert dann ein Kommandoskript, das für alle gemessenen Target-Stopper-Abstände bis zu drei Linien gleichzeitig fitten kann. Das Programm `tv` muß lediglich alle Spektren geladen haben und die Untergrund- und Bereichsmarkierungen müssen gesetzt sein. Dies erhält einem die Möglichkeit, bei verschiedenen Abständen die Untergrund- und Bereichsmarkierungen individuell zu setzen. `tvfitgen` ist in Perl/Tk programmiert und hält sich wie `napatau` an die im Institut für Kernphysik üblichen Verzeichnisstrukturen und Bezeichnungskonventionen, wie auf der WWW-Seite:

<http://www.ikp.uni-koeln.de>

unter dem Menüpunkt **Anleitungen** im Lebensdauer-Guide beschrieben ist.

Tabelle 3.1: Die Programme `phinema-124Xe` und `phinema` im Vergleich.

	<code>phinema-124Xe</code>	<code>phinema</code>
Verstellung der Parameter $\epsilon, \chi, \kappa, \lambda, \beta$ nach Gleichung 8.13	ja	ja
Änderung der Bosonenzahl N	ja	ja
Darstellung der experimentellen Daten von ^{124}Xe	ja	nein
Darstellung der $(K = 4)$ -Bande	ja	nein
Anzeigen der Energien E_{lev} in keV	nein	ja
Anzeigen der relativen Energien $E_{lev}/E(2_1^+)$ in %	nein	ja
Ausgabe als Postscript in Farbe	nein	ja
Ausgabe als Postscript in Schwarz/Weiß	ja	ja
Anpassung des Bereichs der Schieberegler	ja	ja
Änderung der Auflösung der Schieberegler	ja	ja
Speicherung der Parameter bei Beendigung des Programms	ja	ja
Anpassung an die Bildschirmauflösung	ja	ja
Automatische Energieskalierung an die experimentelle Energie des 2_1^+ Zustands	ja	nein

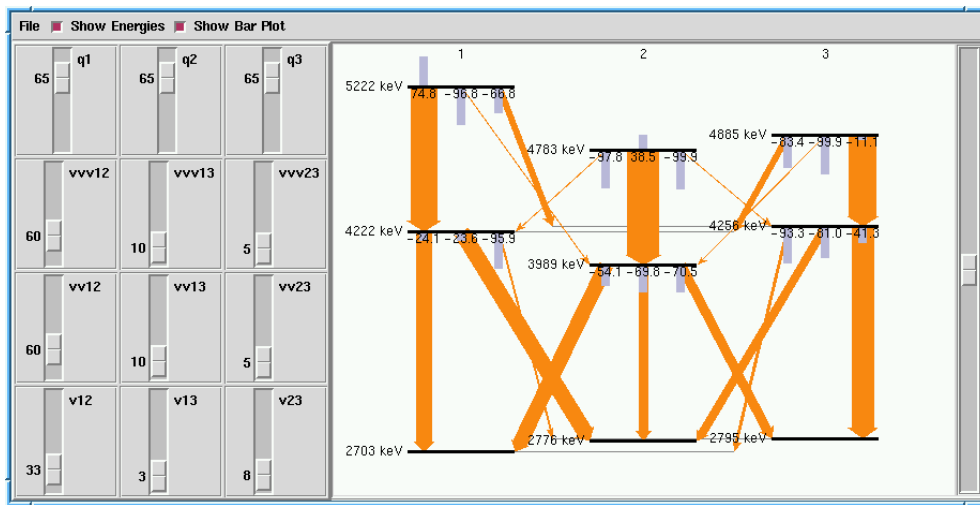


Abbildung 3.5: Benutzeroberfläche des Programms `mixing`. An den Schieberegulern links werden die Wechselwirkungsstärken und Übergangsquadrupolmomente eingestellt. Im Diagramm rechts wird das Ergebnis der Mischungsrechnung graphisch dargestellt.

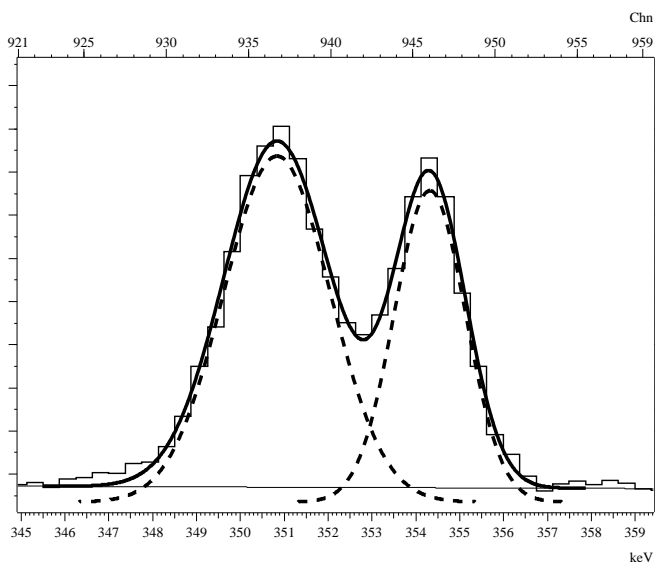


Abbildung 3.6: Ein Beispiel für den Überlapp von Flug- und Stoppeak bei ^{124}Xe aufgrund der verhältnismäßig niedrigen Geschwindigkeit der Rückstoßkerne von $v/c \approx 1\%$. Dieses Beispiel zeigt einen Fit mit zwei Gauß-Funktionen und deren Einhüllende.

Fitfile:	/home/bs/fitter		
Resultfile:	/home/bs/ergebnis.fit		
Peak 1			
Position:	670	<input checked="" type="checkbox"/>	Position of Peak 1 fixed
Width:	2.5	<input checked="" type="checkbox"/>	Width of Peak 1 fixed
Peak 2			
Position:	678	<input checked="" type="checkbox"/>	Position of Peak 2 fixed
Width:	3.1	<input checked="" type="checkbox"/>	Width of Peak 2 fixed
<input type="checkbox"/> Peak 3 (optional)			
Position:		<input type="checkbox"/>	Position of Peak 3 fixed
Width:		<input type="checkbox"/>	Width of Peak 3 fixed
GO		Exit	

Abbildung 3.7: Das Programm tvfitgen.

Kapitel 4

Das Experiment

Das Experiment zur Messung von Lebensdauern in ^{124}Xe wurde im März 2000 am Institut de Recherches Subatomiques (IReS) in Strasbourg (Frankreich) durchgeführt. Der Strahl wurde vom VIVITRON Tandembeschleuniger des IReS bereitgestellt. Die Hauptbestandteile des experimentellen Aufbaus bildeten der Kölner Plunger in Kombination mit dem EUROBALL IV Spektrometer [Alv98], die im folgenden kurz beschrieben werden.

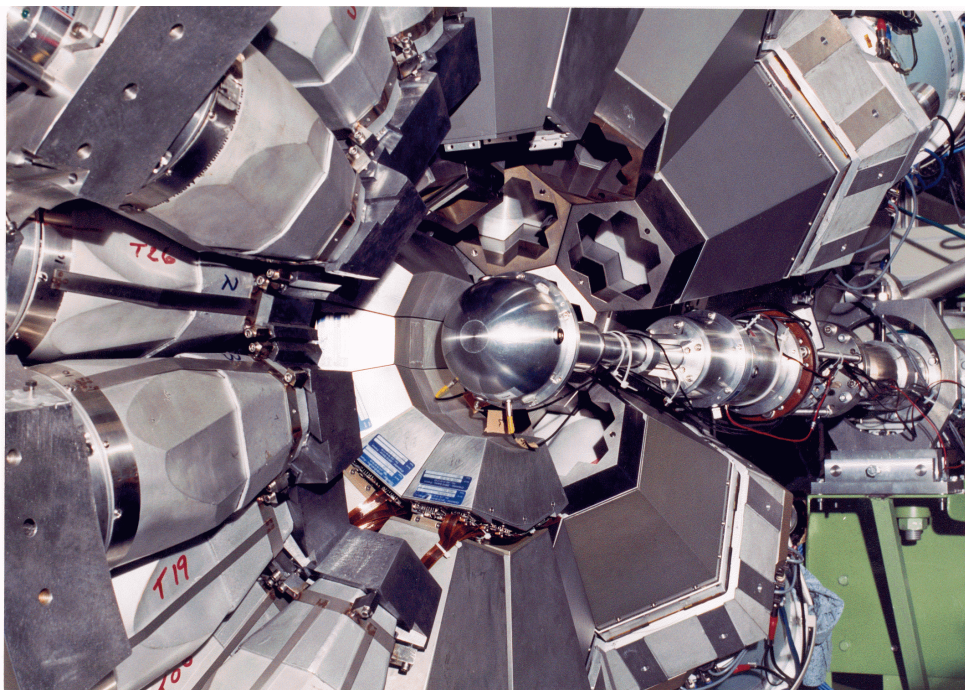


Abbildung 4.1: Der Kölner Plunger und das halbgeöffnete EUROBALL Spektrometer.

4.1 Der Plunger

In Abbildung 4.2 ist der Kölner Plunger dargestellt, der speziell für RDDS Messungen entwickelt wurde. Der Plunger besteht aus einer kugelförmigen Streukammer, in der die Target- und Stopperfolien angebracht werden, sowie einem hochpräzise geführten Rohr, das als Schubsystem dient und bei einem Hub von mehreren Millimetern keine meßbare Verkipfung des Targets am Folienrand zuläßt. Zur Verstellung des Folienabstands dient der **Inchworm**-Stellmotor, der aus drei Piezokristallen und einem optischen Abstandsmesssystem besteht. Dieser **Inchworm**-Stellmotor hat einen Hub von 25 mm und ist über einen weiteren Piezokristall mit dem Schubrohr verbunden. Dieser Piezokristall, mit einem Hub von $30\text{ }\mu\text{m}$, dient zur Korrektur der Abstandänderungen, die durch thermische Effekte hervorgerufen werden. Weiterhin ist im vorderen Teil ein **Tesatronic**-Induktivmeßkopf angebracht, der eine unabhängige Längenmessung erlaubt. Damit wird eine Genauigkeit des Folienabstands von bis zu $0.1\text{ }\mu\text{m}$ im Nahbereich erreicht.

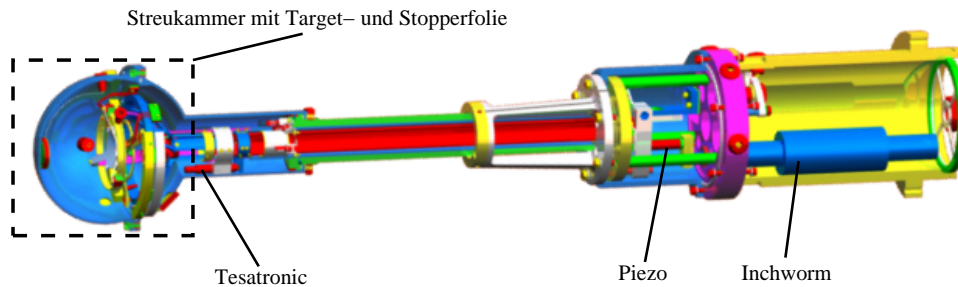


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung des Kölner Plungers. Im vorderen Teil erkennt man die Streukammer, in der die Target- und Stopperfolien montiert werden. Weiterhin sind die Positionen des **Inchworm**-Stellmotors, des **Piezo**-Kristalls und des **Tesatronic** Meßkopfes eingezeichnet.

Die Erwärmung der Folien durch den Strahl führt zu einer Expansion des Systems und damit zu einer Veränderung des Target-Stopper-Abstands, der von den oben beschriebenen Meßsystemen nicht korrekt erfaßt werden kann. Diese Abweichungen spielen bei kurzen Folienabständen eine Rolle und werden daher durch ein aktives Abstandsregelsystem [Böh91, Tie95, Peu96] ausgeglichen. Die Target- und Stopperfolie bilden zusammen einen Plattenkondensator, dessen Kapazität vom Abstand der Folien zueinander abhängt. Dieses Kapazitätssignal wird vom Regelsystem durch Verstellung des Piezokristalls konstant gehalten. Das Prinzip dieser kapazitiven Abstandsbestimmung basiert auf der Arbeit von Alexander und Bell [Ale70].

4.2 Das EUROBALL Spektrometer

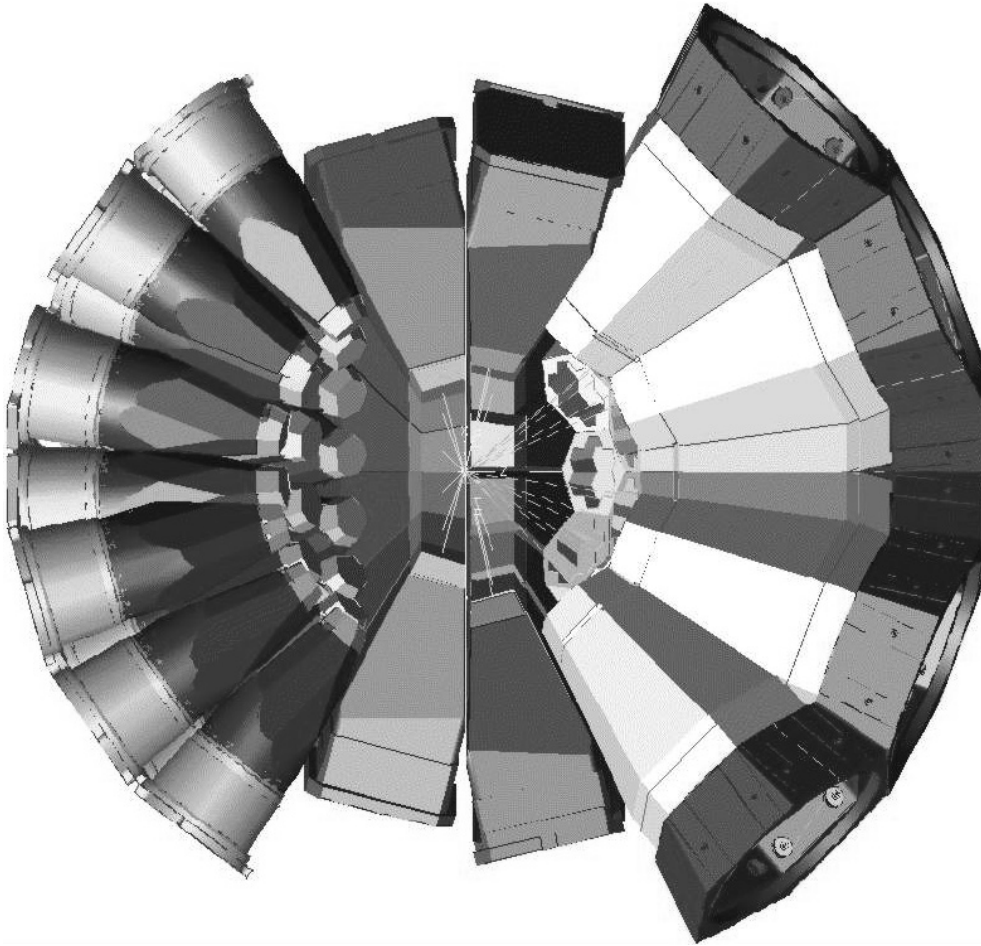


Abbildung 4.3: Längsschnitt des EUROBALL-Spektrometers. In der Skizze erkennt man links die unter Vorwärtswinkeln angebrachten Tapered-Detektoren, dann nahe bei 90° die Clover-Detektoren und rechts die Cluster-Detektoren unter Rückwärtswinkeln.

Das EUROBALL Spektrometer [Alv98] gehört mit seinen 239 Einzeldetektoren zu den leistungsstärksten γ -Spektrometern der Welt. EUROBALL ist aus einer europäischen Kollaboration heraus entstanden und besteht aus drei Detektortypen:

1. 15 Cluster-Detektoren [Ebe96, Tho95] in Rückwärtsrichtung

Ein Cluster Detektor besteht aus sieben einzelnen High-Purity-Germaniumdetektoren (HPGe). Um den Cluster befindet sich ein BGO¹-Shield, das zur Unterdrückung von Compton-gestreuten Ereignissen dient.

¹So bezeichnet, da der Szintillationskristall dieses Detektors aus Wismutgermanat besteht.

2. 26 Clover-Detektoren [Bec94] nahe 90°

Der Clover-Detektor ist aus vier High-Purity-Germaniumdetektoren aufgebaut und wie der Cluster als Ganzes vom einem BGO-Shield umgeben.

3. 30 Tapered-Detektoren mit jeweils einem BGO-Shield in Vorwärtsrichtung

Abbildung 4.3 zeigt einen Längsschnitt des EUROBALL-Spektrometers und Tabelle 4.1 enthält die Winkelgruppen der einzelnen Detektortypen.

Tabelle 4.1: *Die Winkel der 239 Einzel-detektoren des EUROBALL-Spektrometers bezüglich der Strahlachse und deren Zuordnung in die jeweiligen Ringe.*

Ring	mittlerer Winkel $[\circ]$	Anzahl Detektoren	Typ
0	156.1 ± 5.4	35	Cluster
1	137.1 ± 5.4	35	Cluster
2	129.7 ± 5.4	35	Cluster
3	103.3 ± 4.2	52	Clover
4	76.5 ± 4.4	52	Clover
5	52.23 ± 0	15	Tapered
6	34.6 ± 0	10	Tapered
7	15.45 ± 0	5	Tapered

4.3 Die Messung

Die angeregten Zustände in ^{124}Xe wurden über die Reaktion $^{110}\text{Pd}(^{18}\text{O}, 4n)$ bei einer Strahlenergie von 80 MeV bevölkert. Das Target bestand aus 1.1 mg/cm^2 freitragendem ^{110}Pd . Als Stopper kam eine 6 mg/cm^2 Goldfolie zum Einsatz.

Es wurde insgesamt bei 21 verschiedenen Target-Stopper-Abständen von Kontakt bis $2007 \mu\text{m}$ gemessen. Die Meßzeiten betrugen bei Abständen bis $19.65 \mu\text{m}$ etwa 6 Stunden, bei den längeren Abständen bis $116.4 \mu\text{m}$ und dem Abstand $244.1 \mu\text{m}$ etwa 4 bis 5 Stunden und bei den längsten Abständen bis $2007 \mu\text{m}$ nur noch 1 bis 2 Stunden.

Ereignisse wurden nur dann akzeptiert, wenn mehr als sechs Detektoren gleichzeitig γ -Quanten nachweisen konnten, ungeachtet eines eventuellen Ansprechens eines Compton-Shields. So wurden insgesamt $3.2 \cdot 10^9$ Ereignisse im Listmodeverfahren auf DLT-III Magnetbänder aufgezeichnet.

Die technischen Daten zum Experiment sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Tabelle 4.2: *Die technischen Daten des Experiments.*

Reaktion	$^{110}\text{Pd}(^{18}\text{O}, 4n)^{124}\text{Xe}$
Target	1.1 mg/cm ² ^{110}Pd freitragend
Stopper	6 mg/cm ² Au
Beamstopper	50 mg/cm ² Bi
Strahlenergie	$E(^{18}\text{O}) = 80 \text{ MeV}$
Strahlstrom	$I = 25 \text{ nA}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v/c = (0.98 \pm 0.02) \%$
Multiplizität	≥ 6 vor Compton-Unterdrückung
Abstände in μm	0 (Kontakt), 1.85, 3.0, 3.85, 7.15, 7.75, 14.65, 19.65, 23.55, 28.0, 37.85, 45.40, 67.0, 87.6, 116.4, 165.6, 244.1, 357.0, 507, 1007, 2007
Meßzeiten	6 h (0 — 19.65 μm), 4-5 h (23.55 — 116.4 μm und 244.1 μm), 1-2 h (165.6 — 2007 μm ausser 244.1 μm)
Ereignis-Zählrate	1.5 — 3.2 kBq
Datenrate	700 — 1000 kb/s
Anzahl Ereignisse	$3.2 \cdot 10^9$

Kapitel 5

Abbremsseffekte

Beim Durchdringen des Targets und Stoppers gibt es eine Wechselwirkung der Rückstoßkerne mit der Materie dieser Folien. Deren Auswirkungen auf die Berechnungen von Lebensdauern bei RDDS-Messungen sind z.B. von P. Petkov et al. [Pet99] am Kern ^{134}Nd untersucht worden. Demnach sind diese Abbremsseffekte zu berücksichtigen bei Lebensdauern, die kürzer sind als die mittlere Abbremszeit der Rückstoßkerne im Stopper oder die im selben Größenordnungsbereich liegen. Bei Lebensdauern, die kürzer sind als die mittlere Abbremszeit, können Korrekturen von bis zu 72% nötig sein [Sah00]. Deshalb sollte für diese Arbeit eine Korrektur der in ^{124}Xe analysierten Lebensdauern durchgeführt werden. Die Vorgehensweise ist hierbei anders als in [Pet99, Sah00] und wird in den Abschnitten 5.2 und 5.3 beschrieben. Zuerst sollen aber im Abschnitt 5.1 einige Grundlagen und die Auswirkungen der Abbremsseffekte auf eine RDDS-Messung erläutert werden.

5.1 Abbremsseffekte und deren Auswirkungen bei RDDS-Messungen

Es sind im wesentlichen zwei Abbremsseffekte, die bei einer RDDS-Messung wichtig werden können:

1. Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne durch das Target.
2. Abbremsung der Rückstoßkerne in der Stopperfolie.

5.1.1 Die Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne nach Verlassen des Targets

Im Fall der Messung an ^{124}Xe wurde ein freitragendes ^{110}Pd Target mit einer Dicke von 1.1 mg/cm^2 verwendet. Zwar werden meist dünnere Targets in der

Größenordnung von 0.5 mg/cm^2 bevorzugt. Diese sind aber je nach Material nicht immer herzustellen. Zudem benutzt man häufig dickere Targets, um die Anzahl der erzeugten Rückstoßkerne und damit auch die Gesamtstatistik zu erhöhen.

Letzteres traf auf die Messung an ^{124}Xe zu. Bei diesem Target kommt es zu einer asymmetrischen Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung v der Rückstoßkerne um die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v} = \langle v \rangle$. Dies führt zu einem asymmetrischen Flugpeak. Die im Flug von den langsameren Rückstoßkernen ausgesendeten γ -Quanten sind energetisch nur gering Dopplerverschoben und können daher bei der Bestimmung der Intensitäten aus den detektierten γ -Spektren fälschlicherweise dem Stoppeak zugerechnet werden.

5.1.2 Die Abbremsung der Rückstoßkerne im Stopper

Die Rückstoßkerne werden in der Stopperfolie erst nach einer endlichen Zeitdauer vollständig gestoppt. Die mittlere Abbremszeit bei dem Experiment an ^{124}Xe betrug ungefähr 0.84 ps in der benutzten Stopper-Goldfolie, wie an der Verteilung der Abbremszeiten der Rückstoßkerne in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Während der Abbremsung verändert der Rückstoßkern seine Geschwindigkeit in Richtung und Betrag. Die von den Rückstoßkernen in dieser Zeit ausgesendeten γ -Quanten des interessierenden Übergangs bilden ein kontinuierliches Spektrum. Die Linienform dieses Spektrums hängt von der zeitlichen Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung während der Abbremsung und der Lebensdauer des interessierenden Zustands ab. Dieser als *Doppler-Shift Attenuation* (DSA) bezeichnete Effekt wird zur Messung von Lebensdauern im Rahmen der hier-nach benannten DSA-Methode genutzt. Die Analyse von Lebensdauern in der Größenordnung der Abbremsdauer erfordert deshalb die Berücksichtigung dieses Effektes bei RDDS-Experimenten.

5.2 Die Methode zur Korrektur von Abbrems-effekten

Die in [Pet99, Sah00] verwendete Methode zur Korrektur der Abbremsseffekte bei einem RDDS-Koinzidenzexperiment kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Monte-Carlo Simulation der Geschwindigkeitsentwicklung einiger tausend Rückstoßkerne von ihrer Erzeugung im Target bis zur vollständigen Abbremsung im Stopper.
2. Bestimmung der Antwortfunktionen der Detektoren jedes Ringes, d.h. Abhängigkeit der Halbwertsbreiten der unverschobenen Linien von der Energie.

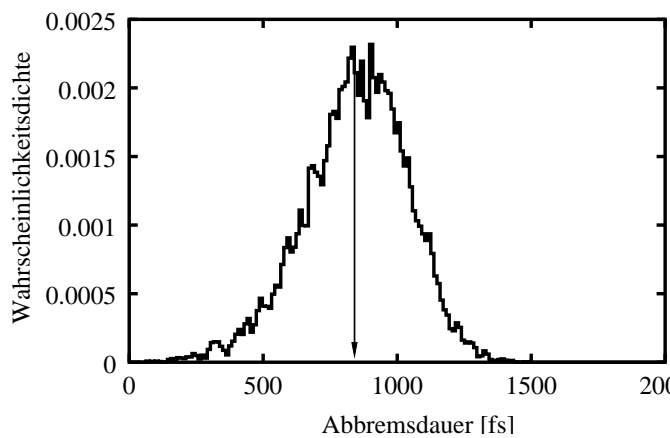


Abbildung 5.1: Monte-Carlo Simulation der Verteilung der Abbremszeiten von ^{124}Xe in einer 1.1 mg/cm^2 Goldfolie bei einer Geschwindigkeit von 0.98 % der Lichtgeschwindigkeit. Die mittlere Abbremszeit ist durch den Pfeil gekennzeichnet und beträgt etwa 0.84 ps. Von einer vollständigen Abbremsung aller Rückstoßkerne kann erst nach einer Zeit von 1.5 ps ausgegangen werden.

3. Gibt man nun einem Niveau eine Lebensdauer vor, so kann man mit Hilfe der Punkte 1 und 2 für jeden einzelnen Detektorring die Linienform eines entvölkernden Übergangs generieren, der mit dem experimentellen Schnittspektrum verglichen wird. Hierbei ist die Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des direkt bevölkernden Übergangs für jeden einzelnen Ring zu setzen. Der Vergleich erfolgt dann für jede paarweise Kombination von Detektorringen.
4. Nun wird die vorgegebene Lebensdauer so lange variiert, bis die generierten Spektren die experimentellen bei allen Folienabständen hinreichend gut beschreiben.

Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Methode handelt es sich um eine Abwandlung der oben beschriebenen Vorgehensweise. Im wesentlichen unterscheiden sich die beiden Methoden nur in den Punkten 3 und 4. Die Gründe für eine Abänderung der obigen Methode sind:

- Es können nur Lebensdauern jener Niveaus bestimmt werden, bei denen eine Koinzidenzbedingung auf den direkt bevölkernden Übergang gesetzt werden kann.
- Da jede paarweise auftretende Ringkombination einzeln ausgewertet werden muß, ist die Statistik innerhalb einer solchen im Vergleich zu summierten Spektren reduziert. Sollen z.B. bei einem EUROBALL Experiment die Ringe 0, 1, 2, 5, 6, 7 berücksichtigt werden, so gibt es $6 \times 6 = 36$ einzelne Ringkombinationen. Die 36 Spektren der einzelnen Ringkombinationen haben dann die gleiche Statistik wie die sechs summierten Spektren der Ringe 0 bis 7.

- Bei vorhandenen Kontaminationen im Bereich des auszuwertenden Flug- und Stoppeaks kann kein vernünftiger Vergleich zwischen experimentellen und simulierten Spektren durchgeführt werden.

Dementsprechend wurden die Punkte 1 und 2 beibehalten und die Punkte 3 und 4 durch folgende Punkte ersetzt:

3. Mit den Punkten 1 und 2 kann nun das Spektrum einer vorgegebenen Kaskade generiert werden. Die Lebensdauern und Bevölkerungszeiten der einzelnen Niveaus dieser Kaskade wurden so vorgegeben, daß sie den experimentellen Fall gut beschreiben. Die vorgegebenen Lebensdauern lagen in dem Bereich, in dem Korrekturen aufgrund von Abbremsseffekten zu erwarten waren.
4. Das simulierte Spektrum wird in der herkömmlichen Weise ausgewertet, um die Lebensdauern der einzelnen Niveaus dieser Kaskade zu bestimmen.
5. Durch den Vergleich der vorgegebenen mit den analysierten Lebensdauern kann eine Korrekturkurve ermittelt werden, die es ermöglicht, die bei einer Messung herkömmlich ausgewerteten Lebensdauern auf Abbremsseffekte zu korrigieren.

Am Beispiel von ^{124}Xe werden im folgenden Abschnitt 5.3 die einzelnen Schritte zur Korrektur von Abbremsseffekten im Detail erläutert.

5.3 Die Korrektur von Abbremsseffekten bei ^{124}Xe

Die in Abschnitt 5.2 aufgeführten Punkte werden nun in den Unterabschnitten 5.3.1 bis 5.3.5 detailliert am Beispiel des Kerns ^{124}Xe erläutert.

5.3.1 Die Monte–Carlo Simulation der Rückstoßkerne

Die Monte–Carlo Simulation der Geschwindigkeitsentwicklung der Rückstoßkerne von ihrer Erzeugung im Target bis zur vollständigen Abbremsung im Stopper basiert im wesentlichen auf dem Programm DESASTOP [Win83a, Win83b] und wurde von P. Petkov et al. [Pet98a, Pet99] abgeändert. Das Prinzip der Monte–Carlo Simulation kann wie folgt beschrieben werden:

- Erzeugung des Rückstoßkernes an einer beliebigen Stelle im Target. Dieser Kern hat dann abhängig vom Entstehungsort eine typische Initialgeschwindigkeit und einen mittleren Ladungszustand.
- Die anschließende Bewegung des Kerns durch die Target- und Stopperfolie ist durch zwei Wechselwirkungen gekennzeichnet:

- a. Die Wechselwirkung des Rückstoßkerns mit den Elektronen der Folie.
- b. Die Kollision des Rückstoßkernes mit den Kernen des Folienmaterials.

Der dabei auftretende Energieverlust pro zurückgelegte Wegstrecke in Abhängigkeit der Energie und den beteiligten Materialien wird im Hinblick auf Punkt a als **elektronische Stopping Power** und im Falle von Punkt b als **nukleare Stopping Power** bezeichnet .

- Im Bereich zwischen den Folien findet keine Wechselwirkung statt, so daß dort der Geschwindigkeitsvektor der Rückstoßkerne konstant bleibt.

Bei der Berechnung des Zeitpunktes der Kollision zweier Kerne, des Energieverlustes und der Richtungsänderung werden empirische Verteilungen verwendet. Diese Vorgehensweise wurde erstmals von W. M. Currie [Cur69] angewendet. Die theoretische Basis für die Berechnung der Wechselwirkungen beruht auf der Arbeit von Lindhard et al. [Lin63].

Die von P. Petkov durchgeführten Modifikationen umfassen eine Summation vieler einzelner Monte-Carlo Historien und die Speicherung der zeitlichen Entwicklung der Geschwindigkeit jeder Historie in drei Dimensionen. Weiterhin werden in einem zweiten Schritt die Historien zufällig gemischt und auf die Achsen der beiden beteiligten Detektoren projiziert. Als Ergebnis erhält man so einen vier dimensional Vektor $(v_A(t), v_B(t), v_Z(t), t)$, wobei $v_A(t)$ und $v_B(t)$ die auf die Detektorachsen projizierten Geschwindigkeitskomponenten darstellen und $v_Z(t)$ die auf die Strahlachse projizierte Komponente bezeichnet.

Die elektronische Stopping Power

Der elektrisch geladene Rückstoßkern hat beim Durchdringen der Folien Wechselwirkungen mit dessen Elektronen. Aufgrund der im Vergleich zum Rückstoßkern vernachlässigbaren Masse der Elektronen wird die Bewegungsrichtung des Kerns nicht verändert. Der Rückstoßkern verliert aufgrund dieser Wechselwirkung lediglich kontinuierlich an Energie. Dieser Energieverlust dE/dx kann durch folgende Funktion beschrieben werden:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = aE^b \quad (5.1)$$

Hierbei werden die Parameter a und b durch Interpolation empirischer Daten ermittelt [Nor70, Zie74, Zie85]. Anschließend müssen die Parameter a und b noch in die von der Monte-Carlo Simulation benötigten dimensionslosen Parameter f_e und p der von W. Currie [Cur69] modifizierten *LSS* Theorie [Lin63] (Lindhard, Scharff, Schøtt) gebracht werden. Die Schritte zur Ermittlung dieser Parameter werden im Abschnitt B.2 detailliert beschrieben. Die verschiedenen Parameter der elektronischen Stoppingpower sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Tabelle 5.1: *Parameter der elektronischen Stopping Power nach Gleichung 5.1 und Gleichung B.5*

	^{124}Xe in Au	^{124}Xe in Pd
a [MeV/(mg/cm ²)]	0.716	1.534
b	0.665	0.618
f_e	0.502	0.739
p	0.665	0.618

Die nukleare Stopping Power

Der Effekt der nuklearen Stopping Power wird in der Monte-Carlo Simulation durch eine Kollision der Rückstoßkerne mit den Kernen der Target- und Stopperfolien beschrieben. Dabei führt die Kollision zu einer instantanen Reduzierung der Energie ε um diskrete Werte sowie zu einer Richtungsänderung. In der Berechnung der nuklearen Stopping Power basiert die Monte-Carlo Simulation auf der Arbeit von W. M. Currie [Cur69], einer Modifikation der LSS Theorie [Lin63]. Für den Energieverlust durch die nukleare Stopping Power ergibt sich nach [Cur69]:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{f_n}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon f(x) dx . \quad (5.2)$$

Die hierbei auftretenden Größen sind:

$$x = \varepsilon \sin\left(\frac{1}{2}\theta\right)$$

θ ist der Streuwinkel im Schwerpunktsystem.

$$\rho = 4\pi a^2 N_0 \{A_0 / (A_0 + A_i)^2\} x \text{ (Strecke)}$$

$f(x)$ ist die universelle Streufunktion der LSS Theorie [Lin63], die sich aus dem Streupotential berechnet.

f_n Faktor zur Variation der nuklearen Stoppingpower.

Der Faktor f_n ergibt sich aufgrund empirischer Daten in der Massenregion $A = 130$ nach [Pet98b] zu $f_n = 0.7$.

5.3.2 Die Antwortfunktionen der Detektorringe

Um aus den Monte-Carlo Historien Spektren zu generieren, werden nun noch die Antwortfunktionen der einzelnen Detektorringe benötigt. Dazu muß man die

Halbwertsbreiten der unverschobenen Linien in den experimentellen Schnitterspektren ermitteln. Die Schnitterspektren wurden durch das Setzen von Koinzidenzbedingungen auf die fünf bis acht stärksten Übergänge erzeugt. Anschließend wurden die Halbwertsbreiten dieser Linien in den Schnitterspektren durch Anpassung von Gauß-Kurven bestimmt. Für die Erzeugung der Schnitterspektren und die Anpassung der Gauß-Kurven wurde das Programm `tv` [The93] verwendet. Die über der Energie aufgetragenen Halbwertsbreiten wurden dann mit einem Polynom zweiten Grades interpoliert, um eine kontinuierliche Funktion der Halbwertsbreiten über den interessierenden Energiebereich zu erhalten. In Abbildung 5.2 ist die Interpolation der ermittelten Halbwertsbreiten am Beispiel von Ring 1 dargestellt. Die Graphen für die übrigen Ringe sind im Anhang B.1 abgebildet.

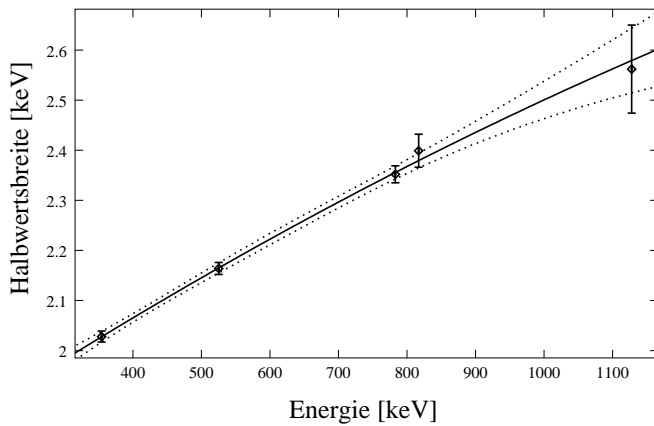


Abbildung 5.2: Interpolation der ermittelten Halbwertsbreiten im Schnitterspektrum von Ring 1 durch ein Polynom zweiten Grades. Die entsprechenden Graphen für die weiteren Ringe sind im Anhang B.1 zu finden.

5.3.3 Die Simulation der Schnitterspektren

Mit dem Abbremsverhalten der Rückstoßkerne in der Target- und Stopperfolie und den Antwortfunktionen der Detektorringe kann nun für jede beliebige Zerfallskaskade ein Spektrum generiert werden. Eine exemplarische Kaskade wurde so gewählt, daß die in Betracht kommenden experimentellen Lebensdauern und Energien gut reproduziert werden konnten. Der Programmcode zur Simulation einer solchen Kaskade basiert auf der Arbeit von P. Petkov et al. [Pet99]. In Abbildung 5.3 ist die Kaskade dargestellt, die der Simulation der Spektren zugrunde liegt. Die Lebensdauern der einzelnen Niveaus dieser Kaskade wurden zwischen 0.34 ps und 2.63 ps gewählt. Weiterhin wurden die Lebensdauern der Kaskade so variiert, daß man bei einigen Niveaus sowohl schnelle als auch langsame Bevölkerungszeiten hatte. Bei der späteren Analyse sollten so die Auswirkungen der unterschiedlichen Bevölkerungszeiten auf die Lebensdauern der Niveaus ermittelt werden. Im wesentlichen wurden Spektren für die Ringe 0 und 2 simuliert, um auch die Auswirkungen der Korrekturen bei unterschiedlichen Winkeln zur Strahlachse bestimmen zu können. Durch die Simulation und Analyse von

Spektren unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln konnten unterschiedliche Korrekturfaktoren für diese beiden Betrachtungsrichtungen ausgeschlossen werden.

	Lebensdauern [ps]	
	Ring 0	Ring 2
1100 keV	0.34	0.45
1000 keV	0.72	0.59
900 keV	1.06	0.96
800 keV	1.61	1.33
700 keV	1.93	2.11
600 keV	2.41	2.63

Abbildung 5.3: Zu sehen ist die der Simulation der Spektren zugrunde gelegte Kaskade. Die Energien und Lebensdauern wurden im interessierenden Bereich so gewählt, daß der experimentelle Fall gut beschrieben wird. Die Lebensdauern der Niveaus wurden dabei für die Ringe 0 und 2 unterschiedlich gewählt.

5.3.4 Analyse der simulierten Spektren

In Abbildung 5.4 sind Beispiele der simulierten Schnittspektren zu erkennen, die nach der DDC-Methode ausgewertet werden können. Die Intensitäten von Flug- und Stoppeak wurden durch die Anpassung von Gauß-Kurven ermittelt. Die ermittelten Intensitäten wurden anschließend mit dem Programm `napatau` ausgewertet. Die Ergebnisse für die in Abbildung 5.3 gezeigten Niveaus sind der Tabelle 5.2 zu entnehmen.

5.3.5 Bestimmung der Korrekturkurve

Da die Auswertung der simulierten Spektren in der gleichen Art und Weise durchgeführt wurde, wie die Analyse der experimentellen Spektren von ^{124}Xe , kann nun durch die Kenntnis der Lebensdauern τ_{real} der vorgegebenen Kaskade eine Korrekturkurve ermittelt werden. Trägt man die prozentuale Abweichung $\Delta\tau$ der ermittelten Lebensdauer in Abhängigkeit der Lebensdauer τ auf, so erkennt man eine exponentielle Zunahme der Abweichung $\Delta\tau$ bei kurzen Lebensdauern.

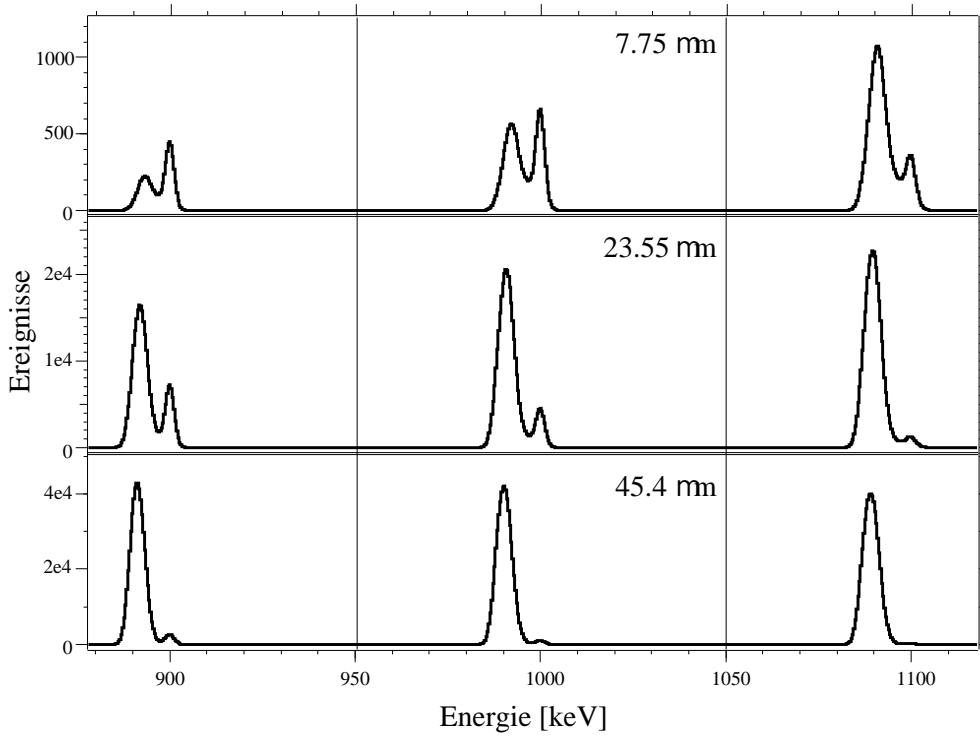


Abbildung 5.4: Simulierte Schnitterspektren für den Ring 0. Zu sehen sind die Übergänge mit E_γ von 900 keV, 1000 keV und 1100 keV der Kaskade aus Abbildung 5.3 bei den Folienabständen 7.75 μm , 23.55 μm und 45.4 μm . Deutlich zu erkennen ist die unterschiedliche Entwicklung von Flug- und Stoppeak der drei Übergänge.

Abbildung 5.5 zeigt die prozentuale Abweichung $\Delta\tau$ in Abhängigkeit der Lebensdauer τ und die Interpolation dieser Werte mit einer Exponentialfunktion $\Delta\tau = c_1 \cdot \exp(c_2 \cdot \tau)$. Bei der Interpolation der Werte aus Tabelle 5.2 wurde zusätzlich gefordert, daß $\Delta\tau = 0$ ist, für $\tau \geq 3$ ps, bei einem Fehler von 1 %. Damit ergibt sich folgende Korrekturfunktion für Abbremsseffekte im Falle der Messung an ^{124}Xe :

$$\tau_{cor} = \tau \left(1 + \frac{\Delta\tau}{100} \right) \quad (5.3)$$

$$\tau_{cor}[\text{ps}] = \tau[\text{ps}] (1 + c_1 \cdot \exp(c_2 \cdot \tau[\text{ps}])) , \quad (5.4)$$

mit den Parametern $c_1 = 0.90(16)$ und $c_2 = -2.01(29)$.

Tabelle 5.2: Lebensdauern τ der Niveaus der Kaskade aus Abbildung 5.3 nach Auswertung der simulierten Spektren. Rechts sind die der Simulation zugrunde gelegten Lebensdauern τ_{real} aufgeführt.

Ring	E_γ [keV]	τ [ps]	τ_{real} [ps]
0	600	2.333(61)	2.41
0	700	1.805(73)	1.93
0	800	1.561(38)	1.61
0	9000	0.907(23)	1.06
0	1000	0.564(23)	0.72
0	1100	0.186(15)	0.34
2	600	2.642(70)	2.63
2	700	2.110(56)	2.11
2	800	1.270(85)	1.33
2	900	0.857(75)	0.96
2	1000	0.458(25)	0.59
2	1100	0.315(21)	0.45

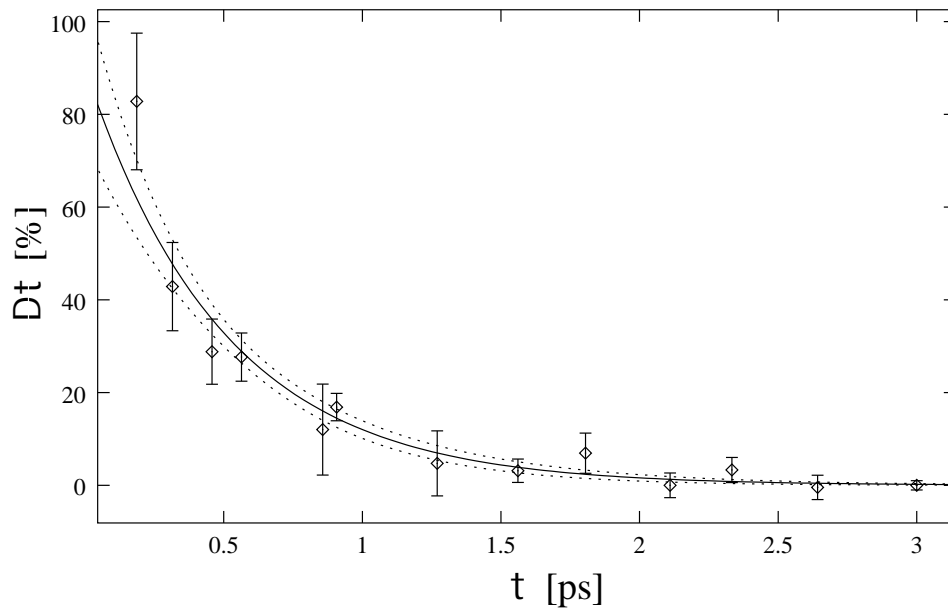


Abbildung 5.5: Prozentuale Zunahme der Lebensdauern $\Delta\tau$ durch die Berücksichtigung von ABBREMSEFFEKTE bei ^{124}Xe und Interpolation mit der Exponentialfunktion aus Gleichung 5.4.

Kapitel 6

Auswertung der Daten

6.1 Aufbereitung der Daten

Um die experimentellen Daten nach der DDC-Methode auswerten zu können, mußten zuerst die Koinzidenzereignisse des auf DLT III Magnetbänder geschriebenen Listmodes in γ - γ -Matrizen einsortiert werden. Die γ - γ -Matrizen M_{NM}^d enthalten dann die in den Detektorringen N und M koinzident registrierten γ -Quanten bei einem Folienabstand d . Durch das Setzen von Koinzidenzbedingungen (*Gates*) in diesen Matrizen können so die Schnitterspektren für die einzelnen Detektorringe erhalten werden.

Um die in Abschnitt 6.1.2 beschriebene Sortierung durchzuführen muß als erstes eine Driftkorrektur und eine Rekalibrierung gemacht werden. Dazu wurde ein *Presort* mit dem Programm *gsort* [Baz96] durchgeführt, welcher die Daten in Projektionsspektren sortiert, aus denen die benötigten Informationen gewonnen werden können.

6.1.1 Driftkorrektur und Rekalibrierung

Die von den Detektoren kommenden analogen elektrischen Signale werden bis zu ihrer Speicherung als digitale Datenworte mehrfach verarbeitet. Dabei werden die Signale unter anderem auch verstärkt. Treten nun bei der Verstärkung Schwankungen auf, werden Ereignisse mit gleicher γ -Energie in verschiedene Kanäle des ADC einsortiert. Dies führt zu Spektren, deren Energie-Kanal-Beziehung nicht mehr eindeutig ist.

Bei Kenntnis dieser Schwankungen, die von kontinuierlicher aber auch sprunghafter Natur sein können, ist eine sog. Driftkorrektur möglich. Aufgrund der sehr hohen Liniendichte im Energieintervall von 600–800 keV und der vergleichsweise geringen Geschwindigkeit der Rückstoßkerne von etwa 1 % der Lichtgeschwindigkeit, war eine automatische Korrektur mit Hilfe der stärksten Linien innerhalb der Projektionsspektren nur bedingt möglich. Die Spektren wurden aus diesem

Grunde alle manuell auf Verstärkungsschwankungen überprüft und gegebenenfalls korrigiert [Möl01].

Um die Kanalwerte aller Detektoren auf eine einzige Energieeichung abzubilden, wurde eine Rekalibrierung durchgeführt. Dazu wurde im Anschluß an die Messung mit einer ^{152}Eu -Eichquelle ein einstündiges Spektrum aufgezeichnet, aus dessen bekannten Linien ein Rekalibrierungspolynom bestimmt werden konnte, das die gewünschte Kanal-Energie-Beziehung enthält. Mit Hilfe des Programms `autocal` [Wil95] wurden für sieben bekannte Linien in ^{152}Eu die entsprechenden Kanalwerte ermittelt und anschließend mit dem Programm `topfit` [Wie96] Polynome 2. bis 5. Grades angepaßt.

6.1.2 Sortierung

Nach der Bestimmung der Rekalibrierung und des Drifts der Detektoren wurde die eigentliche Sortierung mit dem Sortierprogramm `ebsort` [Peu00] durchgeführt [Möl01]. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, bestehen sowohl Cluster- als auch Clover-Detektoren aus mehreren Einzeldetektoren, die von einem gemeinsamen Anti-Compton-Shield umgeben sind. Infolge von Compton-Streuung kann ein γ -Quant nun Teile seiner Energie in verschiedenen Einzeldetektoren deponieren, die summiert die Gesamtenergie des γ -Quants ergeben. Eine Methode, mit der aus den Informationen der Einzeldetektoren eine Information für den Gesamtdetektor rekonstruiert werden kann, ist das *Addback*-Verfahren. Im Falle der Messung an ^{124}Xe wurde das *Nearest Neighbor Addback*-Verfahren angewendet, bei dem nur koinzidente Ereignisse aus direkt benachbarten Einzeldetektoren addiert werden. Dies erwies sich bei vorherigen Messungen am EUROBALL Spektrometer als das am besten geeignete Verfahren zur Verbesserung des Verhältnisses von Linienintensität zu Untergrund in dem relevanten Energiebereich. Alle interessierenden Übergänge in ^{124}Xe befinden sich im Energiebereich von 0 bis 1600 keV. Dementsprechend wurden alle Ereignisse, die in dem Energiefenster von 0–1600 keV liegen, in $4\text{k} \times 4\text{k}$ -Matrizen einsortiert. Damit ergibt sich für die Energieeichung aller Matrizen und Projektionsspektren:

$$E(x) = 0.3745 \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} \cdot x \quad (6.1)$$

was einer Energieauflösung von 0.3745 keV pro Kanal entspricht.

6.1.3 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit v/c

Mit Gleichung 2.1 kann man bei Kenntnis der Energien des Stop-, Flugpeaks und des Winkels θ zwischen Detektor und Strahlachse die mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne berechnen. Dazu wurden die Spektren von Detektoren mit gleichem Winkel zur Strahlachse, bei einem Folienabstand d , wo die Intensitäten von Flug- und Stoppeak in etwa identisch sind, addiert. Anschließend

wurden in diesen Spektren die Positionen von Flug- und Stoppeak durch Anpassung von Gaußfunktionen bestimmt. Mit Gleichung 2.1 erhält man als mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne [Möl01]:

$$v/c = 0.98(2)\% , \quad (6.2)$$

was einer Flugzeit von 0.34 ps für 1 μm entspricht.

6.1.4 Bestimmung der Target–Stopper–Abstände

Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, bilden die Target- und Stopperfolie zusammen einen Plattenkondensator, dessen Kapazität abhängt vom Folienabstand d . Zur Bestimmung der Target–Stopper–Abstände wurden zu Beginn der Messung ohne Strahlstrom die Meßwerte des **Tesatronic**-Meßkopfes gegen die Kapazitäten des Kondensators geeicht (vgl. Abbildung 6.1). Mit dem Programm **apathie** [Sei93] wurde dann die Eichfunktion bestimmt, indem an diese Meßpunkte stückweise stetige, ineinander übergehende Polynome zweiten Grades angepaßt wurden. Aus den Kanalwerten des Kapazitätssignals konnten so die während der Messung eingestellten Abstände ermittelt werden. Die Abstände über 500 μm wurden nicht aus der Kapazität bestimmt, sondern mit den Meßsystemen von **Inchworm** und **Tesatronic**.

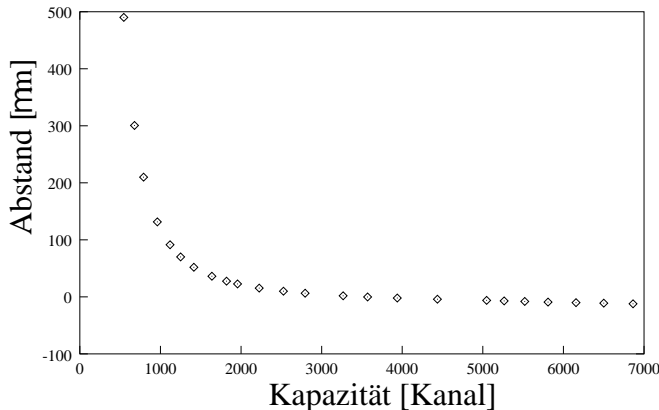


Abbildung 6.1: Abstandseichung. Aufgetragen sind die vor der Messung aufgenommenen Kapazitätssignale und die zugehörigen Abstandswerte des **Tesatronic**-Meßkopfes.

In Tabelle 6.1 sind die eingestellten Abstände mit den zugehörigen Bezeichnungen aufgelistet. Bei den auf diese Weise ermittelten Abständen handelt es sich um relative Abstandswerte, was aber für eine Analyse mittels der DDC-Methode keine Auswirkungen hat (vgl. Abschnitt 2.3).

6.1.5 Normierung

Für den Vergleich der Intensitäten von Flug- und Stoppeak bei verschiedenen Folienabständen müssen die Spektren der unterschiedlichen Target–Stopper–Abstände auf die gleiche Anzahl von detektierten Kernreaktionen normiert werden. Auf diese Weise werden Schwankungen des Strahlstroms und differierende

Tabelle 6.1: Die eingestellten Target-Stopper-Abstände und deren Bezeichnungen.

Name	Abstand [μm]	Name	Abstand [μm]
0	0.01 (5)	50	45.4 (1)
5	1.85 (10)	70	67.0 (2)
6	3.00 (10)	90	87.6 (3)
7	3.85 (15)	120	116.4 (5)
11	7.15 (5)	170	165.6 (10)
12	7.75 (20)	250	244.1 (10)
17	14.65 (5)	350	357 (3)
22	19.65 (5)	500	507 (4)
25	23.55 (10)	1000	1007 (9)
30	28.00 (10)	2000	2007 (9)
40	37.85 (10)		

Meßzeiten bei verschiedenen Folienabständen ausgeglichen. Bei der Bestimmung der Normierungsfaktoren wurde dabei wie folgt vorgegangen [Möl01]:

1. Für jeden Ring wurden Koinzidenzbedingungen auf den Flug- und Stoppeak des $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs der Grundzustandsbande gesetzt.
2. In den sich daraus ergebenden Schnitterspektren wurden jeweils die Intensitäten von Stop- und Flugpeak der vier darüber liegenden Übergänge adaptiert.
3. Die Normierungsfaktoren wurden dann bezüglich des Abstands mit der größten Intensität berechnet.

Ein Vergleich der sich so ergebenden Normierungsfaktoren der einzelnen Übergänge und Ringe rechtfertigte die Mittelung der Faktoren zu einer für jeden Ring gültigen Gesamtnormierung. Der Tabelle 6.2 sind die auf diese Weise ermittelten Normierungsfaktoren zu entnehmen.

6.2 Auswertung der Lebensdauern nach der DDC-Methode

Je nach Art der verwendeten Koinzidenzbedingung müssen die in einer der Gleichungen 2.14, 2.16 oder 2.17 auftretenden Größen ermittelt werden. Nach dem Erzeugen der Schnitterspektren, durch das Setzen von geeigneten Koinzidenzbedingungen, müssen die Intensitäten der beteiligten Übergänge bestimmt werden, bevor letztendlich die Lebensdauer mit einer der Gleichungen 2.14, 2.16 oder 2.17 berechnet werden kann.

Tabelle 6.2: *Normierungsfaktoren zum Ausgleich von Intensitätsunterschieden bei den verschiedenen Target-Stopper-Abständen, hervorgerufen durch unterschiedliche Meßdauern und Schwankungen des Strahlstroms.*

Abstand [μm]	Faktor	Abstand [μm]	Faktor
0.01 (5)	1.000 (16)	45.4 (1)	1.411 (37)
1.85 (10)	1.176 (25)	67.0 (2)	1.920 (57)
3.00 (10)	1.437 (29)	87.6 (3)	2.450 (74)
3.85 (15)	1.086 (22)	116.4 (5)	1.191 (35)
7.15 (5)	1.253 (29)	165.6 (10)	3.177 (96)
7.75 (20)	1.415 (30)	244.1 (10)	1.164 (34)
14.65 (5)	1.219 (30)	357 (3)	3.211 (94)
19.65 (5)	1.328 (32)	507 (4)	3.071 (92)
23.55 (10)	1.485 (41)	1007 (9)	5.216 (17)
28.00 (10)	1.497 (42)	2007 (9)	16.00 (48)
37.85 (10)	1.540 (44)		

6.2.1 Erzeugung der Schnitterspektren

Für die Erzeugung von Schnitterspektren sind die Koinzidenz- und Untergrundfenster zu bestimmen. Dabei ist zu beachten, daß keine Kontaminationen in dem Bereich dieser Fenster liegen. Zur Ermittlung der Untergrundfenster wurden die Programme **Lissi** und **LifeGate** [Peu00] verwendet. Sind geeignete Koinzidenz- und Untergrundfenster bestimmt, können mit dem Programm **Geisha** [Peu00] die benötigten Schnitterspektren erzeugt und bei Bedarf addiert werden. Die beiden Detektorringe 3 und 4, mit den Clover Detektoren nahe bei 90° , zeigten kaum Doppler-verschobene Anteile, weshalb nur die Ringe 0, 1, 2, 5, 6, 7 zur Bestimmung von Lebensdauern Verwendung fanden.

6.2.2 Bestimmung der Intensitäten

Die Intensitäten der benötigten Flug- und Stoppeaks wurden ausschließlich mit dem Programm **tv** [The93] bestimmt. Aufgrund der relativ niedrigen Geschwindigkeit der Rückstoßkerne und der damit einhergehenden geringen Doppler-Verschiebung wurden die Intensitäten nicht durch Integration, sondern durch Anpassung von Gauß-Funktionen ermittelt. Abbildung 3.6 zeigt das Beispiel einer Intensitätsbestimmung mit Hilfe von Gauß-Funktionen.

6.2.3 Berechnung der Lebensdauern

Die Berechnung der Lebensdauern erfolgt nach der Bestimmung der normierten Intensitäten mit einer der Gleichungen 2.14, 2.16 oder 2.17. Bei dem Nenner dieser Gleichungen handelt es sich immer um die zeitliche Ableitung einer experimentellen Observablen. Zur Berechnung des Nenners ist es deshalb erforderlich, die Datenpunkte durch Anpassung einer analytischen, differenzierbaren Funktion zu beschreiben. Wie schon in Abschnitt 3.1 erwähnt, wurden dazu stückweise aneinander gereihte Polynome zweiten Grades verwendet, an deren Verbindungsstellen stetige Differenzierbarkeit verlangt wird. Zu Beginn der Analyse des Experimentes an ^{124}Xe wurde die Anpassung der stückweisen Polynome mit Hilfe des Programmes `apatau` [Alt94] vorgenommen. Im Laufe der Entwicklung des Programmes `napatau` wurde ein Teil dieser Lebensdauern nochmals mit diesem neuen Programm berechnet, um die Funktionsweise von `napatau` zu überprüfen.

Die Lebensdauer eines Energieniveaus und dessen Fehler ergeben sich schließlich aus dem Mittelwert der Lebensdauern über die einzelnen Detektorringe und deren Varianz. Weiterhin wurden die Lebensdauern aller Niveaus, die kürzer als 3 ps sind, noch mit Gleichung 5.4 auf Abbremsseffekte korrigiert.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messung an ^{124}Xe für die einzelnen Banden zusammengefaßt. Die Vorgehensweise der Analyse wird in den Abschnitten 7.1 bis 7.4 im Detail behandelt. Ringe in denen die Koinzidenzbedingungen zur Erzeugung von Schnittspektren gesetzt wurden, werden im folgenden *gating* Ringe genannt. Als *gated* Ringe sollen die Ringe bezeichnet werden, für die Schnittspektren zur Bestimmung der benötigten Intensitäten erzeugt wurden. Tabelle 7.5 enthält eine Übersicht der *gating* und *gated* Ringe. Als Lebensdauer eines Niveaus wurde der Mittelwert der statistisch unabhängigen Lebensdauern τ_i der einzelnen *gated* Ringe genommen. Die Lebensdauern τ_i aus den jeweiligen Ringen sind im Abschnitt B.3 angegeben. Die Energien der Übergänge, Paritäten und Spins der Energieniveaus wurden von [Sch97] übernommen und sind im partiellen Termschema B.1 dargestellt. In Tabelle 7.6 sind alle bestimmten Lebensdauern und reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten zusammengefaßt. Weiterhin sind dort in den Spalten 6 und 7 die Lebensdauern aus zwei vorherigen Arbeiten [Han83, Dew90] angegeben. Beide Arbeiten basieren auf derselben Singlesmessung, verwenden aber unterschiedliche Analysetechniken und Feedinngannahmen. Vor allem wird in [Dew90] der Deorientierungseffekt mitberücksichtigt, was den großen Unterschied der Lebensdauern des 2_1^+ Zustands aus [Han83] und [Dew90] erklärt.

7.1 Die Grundzustandsbande und die S–Banden

Die Analyse der Grundzustandsbande wurde dadurch erschwert, daß die Übergangsenergien der Kaskade $10^+ \rightarrow 8^+ \rightarrow 6^+ \rightarrow 4^+$ in weiteren Banden mit nur einigen keV Abweichung auftreten, wie z.B. in der $15^- \rightarrow 13^- \rightarrow 11^- \rightarrow 9^-$ Zerfallskaskade der Yrast-Bande. Bei der Grundzustandsbande wird die Analyse noch dadurch erschwert, daß der überwiegende Teil aller höherliegenden Kernanregungen koinzident zur Grundzustandsbande ist. Nun sind die Flugkomponen-

ten dieser Linien verbreitert und Doppler-verschoben, wodurch je nach betrachtetem Detektorring eine Trennung dieser Linien nur für bestimmte Ringkombinationen möglich ist. In den einzelnen Unterabschnitten wird die Vorgehensweise der Auswertung für jedes einzelne Niveau beschrieben. In Tabelle 7.1 sind die experimentellen Ergebnisse für die Grundzustandsbande zusammengefaßt dargestellt.

Der 2^+ -Zustand

Zur Bestimmung der Lebensdauer des 2^+ -Zustands der Grundzustandsbande wurde eine Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des direkt bevölkernden Übergangs der Energie 525 keV gesetzt. Es konnten Lebensdauern für die Ringe 0, 1, 2, 5, 6 und 7 ermittelt werden.

Tabelle 7.1: Lebensdauern τ der Grundzustandsbande und S -Banden in ^{124}Xe . Die aufgrund der Abbremsseffekte in der Target- und Stopperfolie korrigierten Lebensdauern sind mit τ_c bezeichnet.

E_{lev} [keV]	I^π	$E_\gamma(I \rightarrow I - 2)$ [keV]	τ [ps]	τ_c [ps]
354	2^+	354	67.5(17)	67.5(17)
879	4^+	525	8.19(23)	8.19(23)
1549	6^+	670	1.82(17)	1.86(16)
2331	8^+	783	1.03(39)	1.15(35)
3172	10^+	840	2.49(33)	2.51(32)
3883	12^+	712	2.13(37)	2.16(36)
4299	12^+	1128	> 2.5	> 2.5

Der 4^+ -Zustand

Aufgrund zweier Übergänge mit der Energie 675 keV - in der Yrast-Bande und der negativ Paritätsbande - konnte nur in den Ringen in Rückwärtsrichtung, 0, 1, 2 eine Koinzidenzbedingung auf den direkt bevölkernden Übergang bei 670 keV gesetzt werden. Da die beiden zuvor erwähnten Übergänge mit 675 keV zeitlich vor dem 670 keV Übergang der Grundzustandsbande stattfinden, existieren bei einer solchen Koinzidenzbedingung nur die Flugkomponenten dieser beiden Übergänge. Auf diese Weise war es möglich, mit einer geringeren Statistik als bei Nutzung aller Ringe, Lebensdauern in den Ringen 0, 1, 2, 6, 7 zu bestimmen.

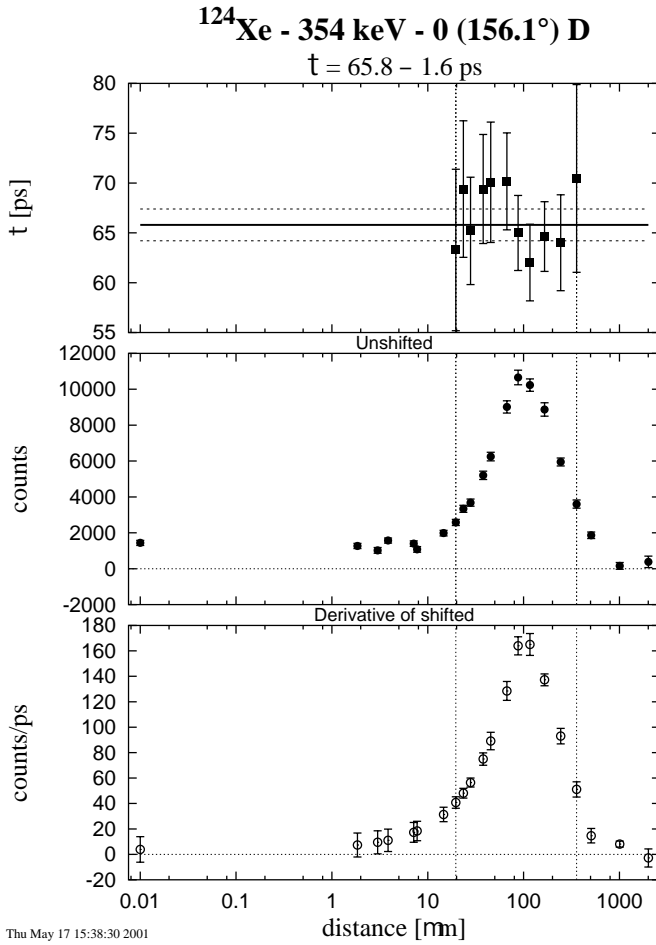


Abbildung 7.1: Der *Tauplot* des 2^+ -Zustands der Grundzustandsbande in ^{124}Xe für Detektorring 0 (156.1°). *Oben:* Die Taukurve mit den ermittelten Werten von $\tau(t_k)$ für die Abstände des sensitiven Bereichs. *Mitte:* Der Nenner $\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)$ aus Gleichung 2.16. *Unten:* Der Zähler $\{B_S, A_U\}(t_k)$ aus Gleichung 2.16.

Der 6^+ -Zustand

Der stärkste direkt bevölkernde Übergang des 6^+ -Zustands hat eine Energie von 783 keV. Die Flugkomponenten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung haben eine ähnliche Energie wie die Übergänge $13^- \rightarrow 11^-$ in der Yrast-Bande und $13^- \rightarrow 11^-$ der negativ Paritätsbande. Daher wurde die Lebensdauer dieses Niveaus durch Koinzidenzbedingungen auf die indirekt bevölkernden Übergänge der S-Bande 1 bei Energien von 853 keV ($16^+ \rightarrow 14^+$), 730 keV ($14^+ \rightarrow 12^+$) und 712 keV ($12^+ \rightarrow 10^+$) bestimmt. Das bedeutet, daß alle Ereignisse, die zu einem dieser Übergänge koinzident sind, für die Bestimmung der Lebensdauer benutzt wurden. Mit Gleichung 2.14 konnten in den Ringen 0, 1, 2, 5, 6 und 7 Lebensdauern bestimmt werden.

Der 8^+ -Zustand

Wie beim 6^+ -Zustand wurde hier - wegen der schon zu Beginn des Abschnittes 7.1 erwähnten Problematik der ähnlichen Übergangsenergien in weiteren Banden - eine Koinzidenzbedingung auf vier indirekt bevölkernde Übergänge in der S-Bande

1 gesetzt. Zu den drei Übergängen, die bei dem 6^+ -Zustand als Koinzidenzbedingungen verwendet wurden, wurden noch zusätzlich alle zum $18^+ \rightarrow 16^+$ Übergang der S-Bande 1 koinzidenten Ereignisse hinzugenommen. Wie beim 6^+ -Zustand konnten in den Ringen 0, 1, 2, 5, 6 und 7 Lebensdauern ermittelt werden.

Der 10^+ -Zustand

Die Koinzidenzbedingung wurde hierbei auf den Flugpeak des $16^+ \rightarrow 14^+$ Übergangs der S-Bande 1 gesetzt. Dieser Übergang hat eine γ -Energie von 853 keV und liegt somit nur 13 keV höher als der den 10^+ -Zustand entvölkernde Übergang bei 840 keV. Durch die Wahl dieser Koinzidenzbedingung verschwinden Flug- und Stoppeak des 853 keV Übergangs aus dem Schnittspektrum, was die Bestimmung der Intensitäten des Flug- und Stoppeaks des 840 keV Übergangs sehr vereinfacht. Eine Lebensdauer konnte in den Ringen 0, 1, 2, 5, 6 und 7 bestimmt werden.

Der 12^+ -Zustand der S-Bande 1

Bei diesem Zustand konnte die Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des direkt bevölkernden $14^+ \rightarrow 12^+$ Übergangs der Energie 730 keV gesetzt werden. Lebensdauern ergaben sich für die Ringe 0, 1, 2, 5, 6 und 7.

Der 12^+ -Zustand der S-Bande 2

Die diesen Zustand direkt bevölkernde Flugkomponente des $14^+ \rightarrow 12^+$ Übergangs hat aus den Ringen unter Vorwärtsrichtung eine ähnliche Energie wie die Stopkomponente des $16^+ \rightarrow 14^+$ Übergangs. Aus diesem Grund konnte eine Koinzidenzbedingung nur für die Detektorringe 0, 1 und 2 in Rückwärtsrichtung gesetzt werden. Zusammen mit der geringen Statistik war dies der Grund für die Angabe einer unteren Grenze der Lebensdauer für dieses Niveau.

7.2 Die magnetische Dipolbande

In der magnetischen Dipolbande konnten die Lebensdauern der Zustände mit den Spins 15, 16, 17 und 18 bestimmt werden. Dabei wurde bei allen Zuständen eine Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des direkt bevölkernden Übergangs gesetzt. Es handelte es sich um die stärksten direkt bevölkernden Übergänge mit einer Spindifferenz $\Delta I = 1$. In Tabelle 7.5 sind die jeweils gesetzten Koinzidenzbedingungen und die zur Analyse verwendeten Ringe zusammengestellt. Die ermittelten Lebensdauern der magnetischen Dipolbande sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt.

Tabelle 7.2: Lebensdauern τ der magnetischen Dipolbande in ^{124}Xe . Die aufgrund der Abbremsseffekte in Target- und Stopperfolie korrigierten Lebensdauern sind mit τ_c bezeichnet.

E_{lev} [keV]	I	$E_\gamma(I \rightarrow I - 1)$ [keV]	τ [ps]	τ_c [ps]
5552.7	(15)	261.6	0.89(8)	1.02(8)
5828.3	(16)	275.9	1.84(13)	1.88(12)
6154.8	(17)	326.5	1.75(8)	1.80(8)
6554.6	(18)	400	0.40(8)	0.56(9)

7.3 Die γ -Bande

Der 2^+ -Zustand

Wie aus Abbildung 7.3 zu entnehmen, sind die Übergänge vom $5^+ \rightarrow 3^+$ (C) und $4^+ \rightarrow 2^+$ (B) nur 3 keV und die Übergänge vom $5^+ \rightarrow 4^+$ und $3^+ \rightarrow 2^+$ (D) nur 2 keV voneinander getrennt. Die gesetzte Koinzidenzbedingung (G) auf den Flugpeak des $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs (B_S) liefert ein Schnittspektrum, in dem auch Koinzidenzen zum $5^+ \rightarrow 3^+$ Übergang (C_S) enthalten sind:

$$G = k_1 B_S + k_2 C_S \quad (7.1)$$

Somit hat man in der Koinzidenzbedingung einen direkten und indirekten Anteil. Mit den Gleichungen 2.16 und 2.14 und $\{k_1 B_S, D_U\} = 0$ ergibt sich für die Lebensdauer:

$$\tau(t_k) = \frac{\{k_1 B_S, A_U\} + \{k_2 C_S, A_U\}(t_k) - \alpha \{k_2 C_S, D_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{k_1 B_S, A_S\}(t_k) + \frac{d}{dt}\{k_2 C_S, A_S\}(t_k)} \quad (7.2)$$

$$= \frac{\{G, A_U\}(t_k) - \alpha \{G, D_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{G, A_S\}(t_k)} \quad (7.3)$$

Hierbei wurde α durch eine Koinzidenzbedingung auf die Doppler-unverschobene Komponente C_U ermittelt:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, D\}} = \frac{\{C_U, A_U\}}{\{C_U, D_U\}} \quad (7.4)$$

Das Koinzidenzfenster G wurde nun möglichst schmal gewählt, um den Anteil $k_1 B_S$ so gering wie möglich zu halten. Auf Grund der Problematik bei der Analyse dieser Lebensdauer wurde noch ein systematischer Fehler von 1.4 ps zum statistischen Fehler addiert. Damit ergibt sich für den 2_2^+ -Zustand eine Lebensdauer von 17.8(30) ps.

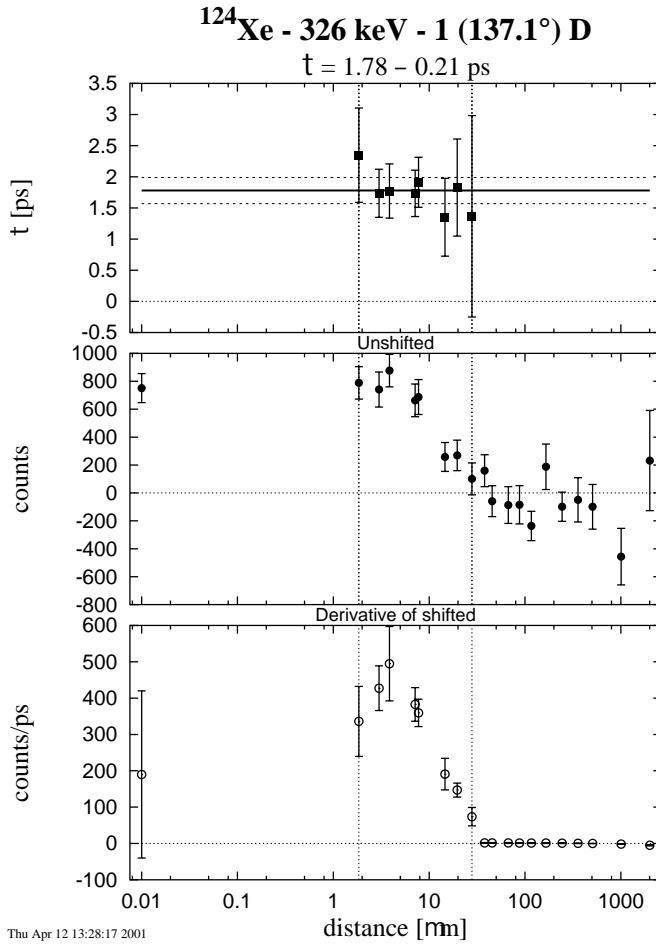


Abbildung 7.2: Der *Tauplot* des 6154.8 keV Niveaus der magnetischen Dipolbande mit Spin 17 in ^{124}Xe für Detektorring 1 (137.1°). *Oben:* Die Taukurve mit den ermittelten Werten von $\tau(t_k)$ für die Abstände des sensitiven Bereichs. *Mitte:* Stoppeakintensitäten aus den Schnitterspektren bei verschiedenen Target–Stopper–Abständen: $\{B_U, A_S\}(t_k)$ aus Gleichung 2.16. *Un-*
ten: Zeitliche Ableitung der Flugpeakintensität, ermittelt aus den Schnitterspektren der verschiedenen Target–Stopper–Abstände: $\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)$ aus Gleichung 2.16.

Der 3^+ –Zustand

Zur Analyse dieses Niveaus wurde eine indirekte Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des $7^+ \rightarrow 5^+$ Übergangs der γ –Bande gesetzt und die Intensitäten der direkt be– und entvölkernden Übergänge der Energien 589 keV bzw. 893 keV bestimmt. Aufgrund der geringen Statistik in den Ringen 6 und 7 wurden diese nicht mitberücksichtigt.

Der 5^+ –Zustand

Die Schnitterspektren zur Bestimmung des 3^+ –Zustands der γ –Bande wurden zur Auswertung des 5^+ –Zustands verwendet. Es handelt sich hierbei um eine direkte Koinzidenzbedingung nach Gleichung 2.16. Wegen zu geringer Statistik wurden die Ringe 6 und 7 nicht ausgewertet.

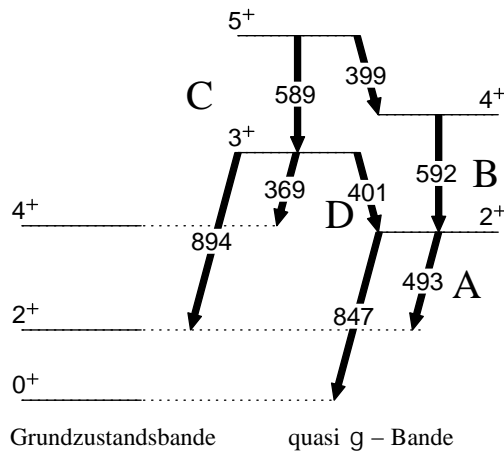


Abbildung 7.3: Partielles Termschema der quasi γ -Bande bis zum 5^+ -Zustand. Zu beachten sind die nur um wenige keV auseinander liegenden Energien der Übergänge $5^+ \rightarrow 3^+$ zum $4^+ \rightarrow 2^+$ und $5^+ \rightarrow 4^+$ zum $3^+ \rightarrow 2^+$, was eine besondere Auswertung mittels der DDC-Methode im Koinzidenzmodus erforderte (vgl. Abschnitt 7.3).

Tabelle 7.3: Lebensdauern τ der γ -Bande in ^{124}Xe . Angegeben ist die Energie E_γ des Zerfalls vom Spin $I_i \rightarrow I_f$.

E_{lev} [keV]	I_i^π	I_f^π	E_γ [keV]	τ [ps]
846.6	2^+	2^+	493.0	17.8(30)
1247.7	3^+	2^+	401.1	9.0(10)
1836.9	5^+	3^+	589.2	5.75(25)

7.4 Die Yrast-Bande

Der 9^- -Zustand

Zur Vermeidung einer Kontamination mit dem Grundzustandsübergang $6^+ \rightarrow 4^+$ bei 670 keV wurde eine Koinzidenzbedingung nur in den Vorwärtsringen (5,6,7) auf die Flugkomponente des direkt bevölkernden Übergang des 9^- -Zustands bei 675 keV gesetzt. Die Intensitäten wurden in den Ringen 0, 1, 2, 5, 6 und 7 bestimmt.

Der 11^- -Zustand

Bei diesem Zustand mußte eine Kontamination der Schnitterspektren mit den Grundzustandsübergängen bei 670 keV und 783 keV vermieden werden. Deshalb wurde auf den Stoppeak des entvölkernden Übergangs des 11^- -Niveaus eine Koinzidenzbedingung in den Rückwärtsringen (0,1,2) gesetzt. Diese Ringe wurden auch für die anschließende Analyse der Intensität des direkt bevölkernden Übergangs bei 776 keV benutzt. Der Deorientierungseffekt spielt wegen des hohen Spins von $I = 11$ keine Rolle.

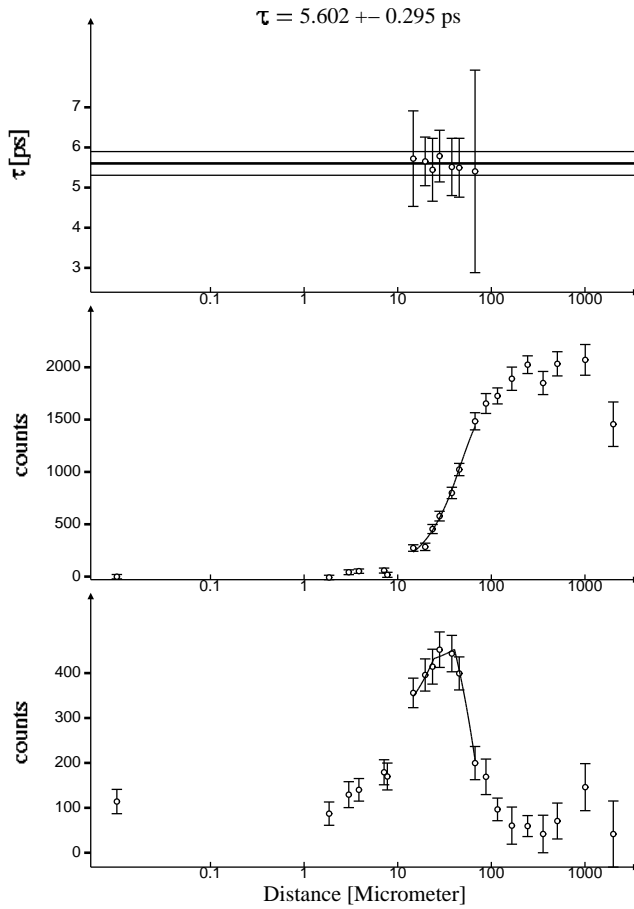


Abbildung 7.4: Der *Tauplot* des 9^- -Zustands der Yrast-Bande in ^{124}Xe für Detektorring 2 (129.7°). *Oben:* Die Taukurve mit den ermittelten Werten von $\tau(t_k)$ für die Abstände des sensitiven Bereichs. *Mitte:* Die Intensitäten der Flugkomponente des direkt bevölkernden Übergangs und das mit dem Programm `napatau` angepaßte stückweise Polynom zweiten Grades. *Unten:* Die Intensitäten der gestoppten Komponente des direkt bevölkernden Übergangs und die zeitliche Ableitung des Polynoms aus dem mittleren Diagramm.

Der 13^- -Zustand

Auch bei diesem Zustand mußte eine Kontamination der Schnitterspektren mit zwei Grundzustandsübergängen bei 783 keV und 840 keV vermieden werden. Deshalb wurde auf den Stoppeak des entvölkernden Übergangs des 13^- -Niveaus eine Koinzidenzbedingung in den Vorwärtsringen (5,6,7) gesetzt. Bei der anschließenden Bestimmung der Intensitäten des direkt bevölkernden Übergangs bei 835 keV wurden aber nur die Ringe in Rückwärtsrichtungen betrachtet. Der Deorientierungseffekt muß auch hier wegen des Spins $I = 13$ nicht mitberücksichtigt werden.

Der 15^- -Zustand

Die Vorgehensweise der Analyse des 15^- -Zustands ist, was die Auswahl der Detektorringe, als auch das Setzen der Koinzidenzbedingungen anbelangt, analog zu der Auswertung des 13^- -Zustands. Der Deorientierungseffekt spielt auch hier keine Rolle.

Der 17^- -Zustand

Bei diesem Zustand konnte die Koinzidenzbedingung auf den Flugpeak des direkt bevölkernden $19^- \rightarrow 17^-$ Übergangs der Energie 897 keV gesetzt werden. Lebensdauern ergaben sich für die Ringe 0, 1, 2, 5, 6 und 7.

Tabelle 7.4: Lebensdauern τ der Yrast-Bande in ^{124}Xe . Angegeben ist die Energie E_γ des Zerfalls vom Spin $I_i \rightarrow I_f$. Die aufgrund der Abbremsseffekte in Target- und Stopperfolie korrigierten Lebensdauern sind mit τ_c bezeichnet.

E_{lev} [keV]	I_i^π	I_f^π	E_γ [keV]	τ [ps]	τ_c [ps]
3147.8	9^-	8^+	816.7	5.23(71)	5.23(71)
3822.6	11^-	9^-	674.8	3.18(9)	3.18(9)
4598.8	13^-	11^-	775.9	1.56(8)	1.62(8)
5434.1	15^-	13^-	835.3	1.99(11)	2.02(11)
6134.9	17^-	15^-	701.0	4.25(21)	4.25(21)

7.5 Die negativ Paritäts-Bande

In dieser Bande konnte nur die Lebensdauer des 7^- -Niveaus bestimmt werden, da die Intensitäten in dieser Bande zu gering waren und die γ -Zerfallsenergien der $13^- \rightarrow 11^-$ und $11^- \rightarrow 9^-$ Übergänge bei 787 keV bzw. 675 keV mit den entvölkernden Übergängen des 8^+ - und 6^+ -Zustands der Grundzustandsbande nahezu identisch sind. Beim 7^- -Zustand wurde hierzu auf den direkt entvölkernenden Übergang bei 1077 keV eine Koinzidenzbedingung gesetzt. Lebensdauern ergaben sich hierbei für die Ringe 0, 1, 2, 5, 6. Der Deorientierungseffekt wurde aufgrund des Spins von $7\hbar$ nicht mitberücksichtigt. Die ermittelte Lebensdauer τ des 7^- -Niveaus beträgt 98.7(96) ps.

7.6 Berechnung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten

Zwischen der Lebensdauer τ und der totalen Zerfallswahrscheinlichkeit T eines Niveaus besteht der bekannte Zusammenhang:

$$\tau = \frac{1}{T} \quad (7.5)$$

Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit T ist im Falle mehrerer Zerfallskanäle die Summe aller möglichen einzelnen Zerfallswahrscheinlichkeiten:

$$T = \sum_i T_i = \sum_i p_i \frac{1}{\tau} , \quad (7.6)$$

mit $\sum p_i = 1$. Mit der Lebensdauer τ , dem Verzweigungsverhältnis b und dem totalen Konversionskoeffizienten α läßt sich somit die Übergangswahrscheinlichkeit für einen γ -Zerfall berechnen zu:

$$T_\gamma = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{b}{\tau} . \quad (7.7)$$

Nun ist die γ -Zerfallswahrscheinlichkeit eines Übergangs mit der Multipolarität l von einem Zustand mit Spin I_i in einen Zustand mit Spin I_f nach [Mor76] gegeben durch:

$$T_\gamma(\sigma l; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2l+1} B(\sigma l; I_i \rightarrow I_f) , \quad (7.8)$$

wobei

$$B(\sigma l; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \left\langle I_i \parallel M(\sigma l) \parallel I_f \right\rangle \right|^2 \quad (7.9)$$

als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit bezeichnet wird und σ zwischen elektrischer (E) und magnetischer (M) Strahlung unterscheidet. Während die γ -Übergangswahrscheinlichkeit von der Energie des Übergangs $(\omega/c)^{2l+1}$ abhängt, ist die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(\sigma l)$ energieunabhängig. $B(\sigma l)$ wird nur durch das Quadrat des Übergangsmatrixelements $|\langle I_i \parallel M(\sigma l) \parallel I_f \rangle|^2$ und den Spin I_i bestimmt. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit hängt somit nur von den Kerneigenschaften ab und ist deshalb eine entscheidende physikalische Größe zur Überprüfung von Kernmodellen. Gibt man $B(El)$ in den Einheiten $e^2 fm^{2l}$ und $B(Ml)$ in $\mu_k^2 fm^{2l-2}$ an, so folgt aus Gleichung 7.8 nach [Mor76]:

$$B(El) = 4.57 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{l[(2l+1)!!]^2}{8\pi(l+1)} \cdot \left(\frac{197}{E(\text{in MeV})} \right)^{2l+1} \cdot [T_\gamma(El) \text{ in sec}^{-1}] \text{ in } e^2 fm^{2l} \quad (7.10)$$

$$B(Ml) = 4.15 \cdot 10^{-20} \cdot \frac{l[(2l+1)!!]^2}{8\pi(l+1)} \cdot \left(\frac{197}{E(\text{in MeV})} \right)^{2l+1} \cdot [T_\gamma(Ml) \text{ in sec}^{-1}] \text{ in } \mu_k^2 fm^{2l-2} \quad (7.11)$$

Liegt nun ein gemischter $E2/M1$ Übergang mit dem Multipolmischungsverhältnis δ vor, so muß Gleichung 7.8 wie folgt erweitert werden:

$$T_\gamma(E2) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{b}{\tau} \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} , \quad T_\gamma(M1) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{b}{\tau} \frac{1}{1 + \delta^2} . \quad (7.12)$$

Mit den Gleichungen 7.10, 7.11 und 7.7 bzw. 7.12 wurden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ berechnet. Die zur Berechnung benötigten Multipolmischungsverhältnisse δ sind im Falle der magnetischen Dipolbande aus [Sch99] und im Falle der quasi- γ Bande aus [Wer01] entnommen. In Tabelle 7.6 sind alle berechneten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ dieser Arbeit zusammengestellt.

Tabelle 7.5: Ringe in denen die Koinzidenzbedingungen gesetzt wurden (gating Ringe) und Ringe in denen die Schnittspektren zur Bestimmung der Intensitäten erzeugt wurden (gated Ringe). Weiterhin ist noch die Übergangsenergie der Koinzidenzbedingung angeben. S und U geben an, ob die Koinzidenzbedingung auf die Flug- (S) oder Stopkomponente (U) des entsprechenden Übergangs gesetzt wurde.

E_{lev} [keV]	I^π	<i>gating</i> Ringe	<i>gated</i> Ringe	$E_\gamma[\text{keV}]^{U/S}$ der Koinzidenzbedingung
354	2^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	525^S
879	4^+	0,1,2	0,1,2,6,7	670^S
1549	6^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	$853^S, 730^S, 712^S$
2331	8^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	$853^S, 730^S, 712^S, 973^S$
3172	10^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	853^S
3883	12^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	730^S
4299	12^+	0,1,2	0	815^S
5552.7	(15)	0,1,2,5,6,7	0,1	276^S
5828.3	(16)	0,1,2,5,6,7	0,1,7	326^S
6154.8	(17)	0,1,2,5,6,7	0,1,6,7	400^S
6554.6	(18)	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5	431^S
846.6	2^+	0,1,5,6,7	0,1,2,5,6,7	592^S
1247.7	3^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5	738^S
1836.9	5^+	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5	738^S
3147.8	9^-	5,6,7	0,1,2,5	675^S
3822.6	11^-	0,1,2	0,1,2	675^U
4598.8	13^-	5,6,7	0,1,2	776^U
5434.1	15^-	5,6,7	0,1,2	835^U
6134.9	17^-	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6,7	897^S
2625.7	7^-	0,1,2,5,6,7	0,1,2,5,6	1077^U

Tabelle 7.6: Lebensdauern τ_c und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ in ^{124}Xe . Angegeben sind die Energien der Niveaus E_{lev} , die Energien der entvölkernden γ -Übergänge E_γ , Spins des Ausgangs- (I_i^π) und Endzustands (I_f^π) und die auf Abbremsseffekte korrigierten Lebensdauern τ_c . Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ sind angegeben in $e^L fm^{2L}$ für elektrische und in $\mu_k^2 fm^{2L-2}$ für magnetische Übergänge. In den Spalten 6 und 7 sind die Lebensdauern aus [Han83, Dew90] angegeben.

E_{lev} [keV]	E_γ [keV]	I_i^π	I_f^π	σL	τ [ps] [Han83]	τ [ps] [Dew90]	τ_c [ps]	$B(\sigma L)$
354	354	2^+	0^+	E2	48(3)	60(5)	67.5(17)	$2121.5^{+54.8}_{-52.1}$
879	525	4^+	2^+	E2	5.1(6)	5.6(6)	8.19(23)	$2487.0^{+71.9}_{-67.9}$
1549	670	6^+	4^+	E2	1.4(5)	1.1(4)	1.86(16)	3251^{+306}_{-258}
2331	783	8^+	6^+	E2	1.5(6)	0.5(12)	1.15(35)	2415^{+1060}_{-563}
3172	840	10^+	8^+	E2	2.2(5)	≤ 1.4	2.51(32)	778.5^{+114}_{-88}
3883	712	12^+	10^+	E2	< 4		2.16(36)	2024^{+628}_{-449}
4299	1128	12^+	10^+	E2			> 2.5	< 102
5552.7	261.6	(15)	(14)	M1			1.02(8)	$1.44^{+0.28}_{-0.24}$
	261.6	(15)	(14)	E2				5908^{+1136}_{-972}
	501	(15)	(13)	E2				1018^{+225}_{-192}
5828.3	275.9	(16)	(15)	M1			1.88(12)	$1.02^{+0.18}_{-0.16}$
	275.9	(16)	(15)	E2				3738^{+653}_{-575}
	537	(16)	(14)	E2				586^{+123}_{-109}
6154.8	326.5	(17)	(16)	M1			1.80(8)	$0.75^{+0.11}_{-0.10}$
	326.5	(17)	(16)	E2				2003^{+304}_{-278}
	602	(17)	(15)	E2				708^{+141}_{-129}
6554.6	400	(18)	(17)	M1			0.56(9)	$1.33^{+0.41}_{-0.30}$
	400	(18)	(17)	E2				2360^{+734}_{-531}
	726	(18)	(16)	E2				893^{+327}_{-236}
846.6	493.0	2^+	2^+	M1	10(2)		17.8(30)	$3.1^{+1.7}_{-4.2} \cdot 10^{-4}$
	493.0	2^+	2^+	E2				1143^{+2144}_{-454}
	846.6	2^+	0^+	E2				$28.1^{+9.4}_{-6.7}$
1247.7	401.1	3^+	2^+	M1	9(2)		9.0(10)	$1.4^{+4.7}_{-1.1} \cdot 10^{-4}$
	401.1	3^+	2^+	E2				3024^{+552}_{-512}
	893	3^+	2^+	M1				$4.0^{+1.5}_{-1.3} \cdot 10^{-4}$
	893	3^+	2^+	E2				$83.6^{+16.2}_{-14.6}$
	368.8	3^+	4^+	M1				$5.9^{+2.8}_{-2.2} \cdot 10^{-4}$
	368.8	3^+	4^+	E2				925^{+206}_{-191}
1836.9	589.2	5^+	3^+	E2	4.5(6)		5.75(25)	1379^{+187}_{-186}
	399	5^+	4^+	M1				$5.4^{+5.5}_{-3.4} \cdot 10^{-4}$

Fortsetzung auf nächster Seite

<i>Fortsetzung von vorheriger Seite</i>								
E_{lev} [keV]	E_γ [keV]	I_i^π	I_f^π	σL	τ [ps] [Han83]	τ [ps] [Dew90]	τ_c [ps]	$B(\sigma L)$
1836.9	399	5^+	4^+	E2	4.5(6)		5.75(25)	1308(251)
	958.1	5^+	4^+	M1				$6.1^{+2.2}_{-1.8} \cdot 10^{-4}$
	958.1	5^+	4^+	E2				$26.7^{+5.5}_{-5.2}$
3147.8	816.7	9^-	8^+	E1	5(1)		5.23(71)	$17^{+4.6}_{-3.5} \cdot 10^{-5}$
3822.6	674.8	11^-	9^-	E2	1.2(8)		3.18(9)	1689^{+224}_{-211}
4598.8	775.9	13^-	11^-	E2	2.5(15)		1.62(8)	1776^{+279}_{-253}
5434.1	835.3	15^-	13^-	E2	4.2(12)		2.02(11)	957^{+156}_{-140}
6134.9	701.0	17^-	15^-	E2			4.25(21)	1085^{+170}_{-154}
2625.7	1077	7^-	6^+	E1	148(15)		98.7(96)	$4.9^{+1.1}_{-0.9} \cdot 10^{-6}$

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse

8.1 $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ –Systematik und Grundzustandsdeformation

Die Beschreibung der Grundzustandsdeformation innerhalb eines großen Massenbereichs war Thema zahlreicher Arbeiten. So hat z.B. R.F. Casten eine erfolgreiche Parametrisierung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ in den Massenregionen $A = 150$ und $A = 100$ vorgenommen, unter Verwendung des Produktes der Bosonenzahl von Protonen und Neutronen $N_\pi^B \cdot N_\nu^B$ [Cas85]. In der $A = 130$ Massenregion lieferten die experimentellen Werte kein klares Bild, da widersprüchliche Lebensdauern des 2^+ –Zustands für einige Kerne ermittelt wurden. Die verbesserten technischen Möglichkeiten der letzten Jahre zur Messung von Lebensdauern, insbesondere die Verwendung von $\gamma\gamma$ –Koinzidenzdaten und die DDC Methode (vgl. Abschnitt 2) haben sehr dazu beigetragen, die Qualität der experimentellen Ergebnisse zu verbessern und falsche Resultate zu korrigieren. Die resultierende $B(E2)$ Systematik in Abbildung 8.1 zeigt nun ein regelmäßiges Verhalten, welches eine quantitative Beschreibung der beobachteten $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ Werte für viele Kerne dieser Region mit Hilfe der folgenden Relation erlaubt [Dew92]:

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = \alpha \cdot N_\pi \cdot N_\nu + B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)_{124Sn} \quad (8.1)$$

Hierbei bezeichnet N_π die Anzahl der Valenzprotonen, N_ν die Anzahl der Neutronenlöcher bis zur nächsten abgeschlossenen Schale und α einen freien Parameter. Der Wert $\alpha = 0.0215 \text{ e}^2\text{b}^2$ wurde durch Anpassung an die experimentellen $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ Werte ermittelt. Diese Systematik zeigt eine lineare Abhängigkeit vom Produkt $N_\pi \cdot N_\nu$ für $N_\pi \leq 8$ und für $N_\pi = 10$, $N_\nu \leq 10$ der Kerndeformation in der $A \approx 130$ Massenregion. Außerhalb dieses Bereichs werden stärkere deformationstreibende Kräfte sichtbar, z.B. im Fall des $1/2[541]$ Nilsson Orbitals durch zwei Neutronen. Die gemessene Lebensdauer $\tau = 67.5(17) \text{ ps}$ des ersten 2^+ –Zustands ergibt einen $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ Wert von $1.07(6) \text{ e}^2\text{b}^2$, der recht nah

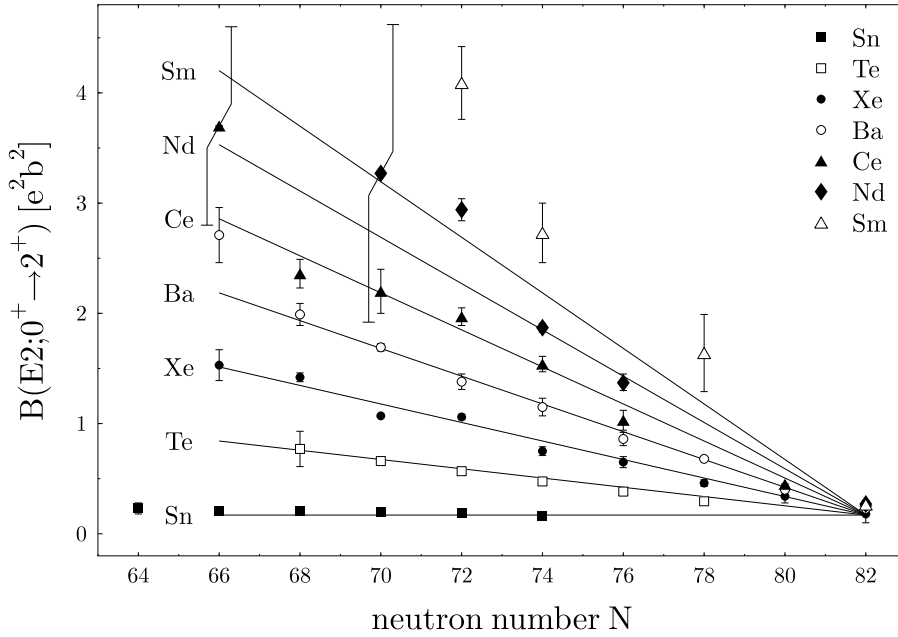


Abbildung 8.1: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ aufgetragen über der Neutronenzahl für Kerne der $A = 130$ Massenregion. Der Wert für ^{124}Xe bei $N = 70$ ist dieser Arbeit entnommen. Die anderen Werte stammen aus [Dew98] und dort angegebenen Referenzen.

an den aus Gleichung 8.1 berechneten Wert herankommt. Die Lebensdauer des 2_1^+ -Zustands aus dieser Arbeit ist ein wenig länger, als $\tau = 60(3)$ ps aus einer vorherigen RDDS Singlesmessung [Dew90]. Vergleicht man die Deformation $\beta = 0.218$ von ^{124}Xe , die sich mit dem neuen $B(E2)$ Wert ergibt, mit den benachbarten Xe Isotopen, so liegt dieser Wert nah an der Deformation von ^{126}Xe ($\beta = 0.216$), wohingegen die Deformation von ^{122}Xe ($\beta = 0.252$) erheblich größer ist.

In Abbildung 8.2 werden die experimentellen Quadrupolübergangsmomente Q_t in der Grundzustandsbande von ^{124}Xe , ^{122}Xe und ^{126}Xe mit den theoretischen Vorhersagen der U(5) und O(6) Symmetrien des Interacting Boson Model (IBM) [Ari75, Iac87] und des starren Rotors verglichen. Die beste Übereinstimmung wird mit der O(6) Symmetrie erreicht, obwohl die experimentellen $Q_t(4^+ \rightarrow 2^+)$ Werte von den theoretischen abweichen. Dies wird insbesondere in ^{124}Xe deutlich, wo die Abweichung vom O(6) etwa 8 % beträgt. Obwohl es sich hierbei im wesentlichen um eine kollektive Anregung handelt, könnte das Auftreten von Schaleneffekten eine mögliche Erklärung dieser Abweichung sein. Die starke Abnahme des $Q_t(10^+ \rightarrow 8^+)$ Wertes von ungefähr 42 % deutet auf eine Bandenkreuzung der Grundzustandsbande mit der ersten S-Bande hin. Dieser Fall der Bandenkreuzung wird im nächsten Abschnitt detailliert behandelt.

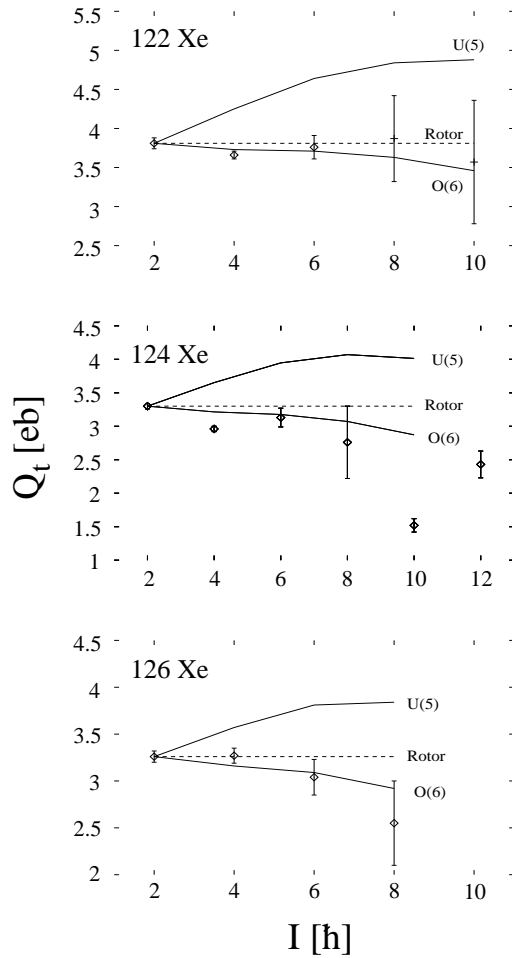


Abbildung 8.2: Q_t -Werte von ^{124}Xe und den Nachbarkernen ^{122}Xe und ^{126}Xe im Vergleich mit den U(5) und O(6) Symmetrien des IBM.

8.2 Bandenmischung in ^{124}Xe

Die Bandenkreuzung der Grundzustandsbande mit zwei S-Banden wurde schon in vielen Kernen der $A = 130$ Massenregion bei Spin 10 beobachtet. In Fällen, wo ausreichende spektroskopische Daten der Bandenkreuzungsregion vorliegen, liefern Bandenmischungsrechnungen interessante Informationen über die Stärke der Wechselwirkungen der verschiedenen Kernstrukturen in den beteiligten Banden. Solche Berechnungen wurden z.B. für ^{128}Ba [Fra92, Dew98], und ^{130}Ba [Dew98] durchgeführt. In Fall von ^{130}Ba wurden auch absolute Übergangswahrscheinlichkeiten in die Berechnungen mit einbezogen. Da im Rahmen dieser Arbeit Lebensdauern in ^{124}Xe im Bereich der Bandenkreuzung gemessen wurden, wurde eine Drei-Bandenmischungsrechnung durchgeführt [Dew02]. Die Grundlagen und die Diskussion der Ergebnisse der Mischungsrechnung werden in den nächsten beiden Abschnitten behandelt.

8.2.1 Grundlagen der Bandenmischung

Die Berechnungen der Bandenmischung werden im Rahmen einer Störungsrechnung behandelt. Man betrachtet dabei den symmetrischen Hamilton Operator

$$H_{ij} = E_i^0 \delta_{ij} + V_{ij}(1 - \delta_{ij}) , \quad (8.2)$$

wobei E_i^0 die Energien der ungestörten Zustände sind und die V_{ij} als Wechselwirkungsstärken bezeichnet werden. Dabei betrachtet man die Mischung von ungestörten Banden $\mu = \pi, gsb, \nu$, bei denen es sich in diesem Kontext um die S_{π^-} , die Grundzustands- und die S_{ν^-} -Bande handelt. Die drei gestörten Zustände werden dann mit $n = 1, 2, 3$ bezeichnet und ergeben sich zu:

$$|n\rangle = \langle \pi | n \rangle | \pi \rangle + \langle gsb | n \rangle | gsb \rangle + \langle \nu | n \rangle | \nu \rangle \quad (8.3)$$

Die Mischungsamplituden $\mu_n = \langle \mu | n \rangle$ bilden eine orthonormale Transformation, wobei die Matrix $(M_{\mu n})$ sich aus den Eigenvektoren des Hamilton Operators aus Gleichung 8.2 zusammensetzt. Damit ergeben sich die Energien E_n der gestörten Zustände aus der Matrixgleichung:

$$\begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} = (M_{\mu n}) \begin{pmatrix} E_{\pi}^0 & V_{\pi,gsb} & V_{\pi,\nu} \\ V_{\pi,gsb} & E_{gsb}^0 & V_{gsb,\nu} \\ V_{\pi,\nu} & V_{gsb,\nu} & E_{\nu}^0 \end{pmatrix} (M_{\mu n})^T \quad (8.4)$$

Nun gilt nach Gleichung 7.9 zwischen den Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2; I_{n_i} \rightarrow (I-2)_{n_f})$ und dem Quadrat des Übergangsmatrixelements folgende Beziehung:

$$\left| \left\langle n_i \left\| M(E2) \right\| n_f \right\rangle \right|^2 = (2I_{n_i} + 1) B(E2; I_{n_i} \rightarrow (I-2)_{n_f}) \quad (8.5)$$

Geht man nun davon aus, daß die Übergangsmatrixelemente zwischen ungestörten Zuständen μ, ν unterschiedlicher Konfiguration stark unterdrückt sind, gilt zusätzlich:

$$\left| \left\langle \mu \left\| M(E2) \right\| \nu \right\rangle \right| \ll |Q_{\mu}| , |Q_{\nu}| , \quad \mu \neq \nu , \quad \text{mit } Q_{\mu} = \left\langle \mu \left\| M(E2) \right\| \mu \right\rangle \quad (8.6)$$

Setzt man Gleichung 8.3 in Gleichung 8.5 ein, mit der zusätzlichen Bedingung aus Gleichung 8.6 so ergibt sich:

$$B(E2; I_{n_i} \rightarrow (I-2)_{n_f}) = \frac{1}{2I_{n_i} + 1} \left| \sum_{\mu=\pi,gsb,\nu} Q_{\mu} \mu_{n_i} \mu_{n_f} \right|^2 \quad (8.7)$$

8.2.2 Ergebnisse und Diskussion der Bandenmischung in ^{124}Xe

Die starke Abnahme der Quadrupolübergangswahrscheinlichkeit Q_t für den $10^+ \rightarrow 8^+$ Übergang (vgl. Abbildung 8.2) deutet auf eine Konfigurationsänderung der Grundzustandsbande beim 10^+ -Zustand hin. Leider wurden bisher nur zwei 10^+ -Zustände bei den Energien 3172 keV und 3503 keV beobachtet. Ein dritter 10^+ -Zustand konnte bisher nicht identifiziert werden. Der relativ große Q_t -Wert des $12^+ \rightarrow 10^+$ Übergangs weist schon darauf hin, daß die Struktur des 10^+ -Niveaus ähnlich der des 12^+ -Zustands ist, welcher der $\nu(h_{11/2})^2$ S-Bande zugeordnet wird [Wys89, Gra96]. Daraus folgt, daß der zweite 10^+ -Zustand als gestörter Zustand der Grundzustandsbande interpretiert werden kann.

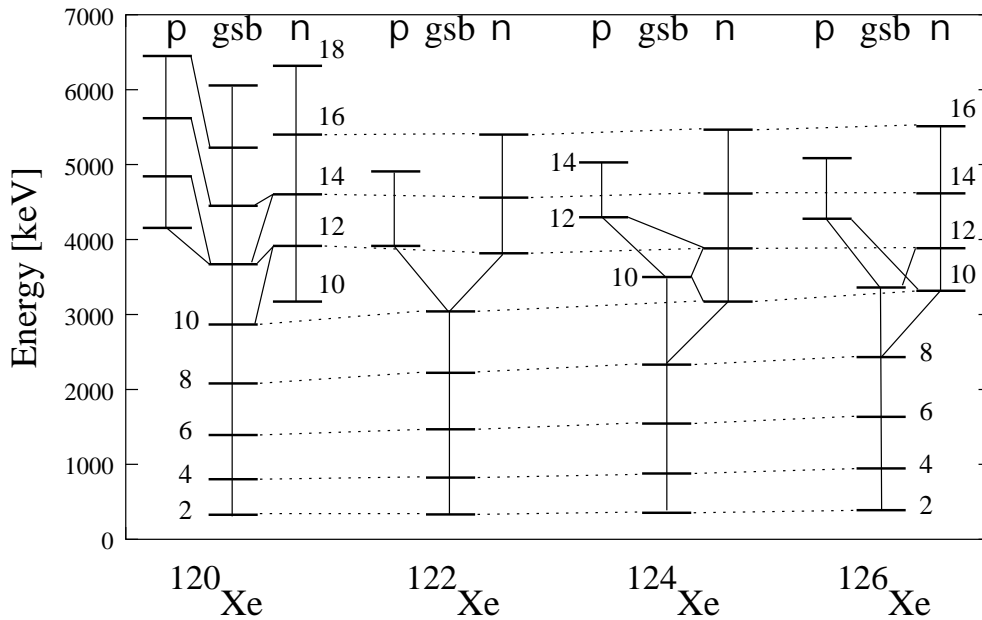


Abbildung 8.3: Vergleich der Niveauenergien der Grundzustands-, $\pi(h_{11/2})$ - und $\nu(h_{11/2})$ -Bande in $^{120,122,124,126}\text{Xe}$.

Wie in Abbildung 8.3 zu erkennen ist, sind die relativen Energien der $\nu(h_{11/2})^2$ S-Bande in den Kernen $^{120,122,124,126}\text{Xe}$ konstant innerhalb weniger keV. Dies impliziert, daß die Energie des ungestörten $\nu(h_{11/2})^2$ 10^+ -Zustands in ^{124}Xe ziemlich genau geschätzt werden kann. Der unbeobachtete $\pi(h_{11/2})^2$ 10^+ -Zustand wurde für die Mischungsrechnung aus Zuständen mit größerem Spin zu $E = 3800$ keV extrapoliert. Unter Verwendung der Niveauenergien, Lebensdauern und $E2$ Verzweigungsverhältnisse wurde eine Mischungsrechnung durchgeführt [Dew02], welche die experimentellen Ergebnisse gut reproduziert. Abbildung 8.4 zeigt den relevanten Teil des Termschemas mit den experimentellen und berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten. Für den 10^+ -Zustand ergaben sich dabei Wechselwirkungsstärken von $V_{g\nu} = 160$ keV, $V_{g\pi} = 10$ keV und $V_{\nu\pi} = 50$ keV.

Tabelle 8.1: Mischungsamplituden $\langle \mu | n \rangle$ und deren Quadrate (in Klammern) des 10^+ -Zustands, wobei $\mu = \pi, gsb, \nu$ die ungestörten und $n = 1, 2, 3$ die gestörten Zustände bezeichnet. Zudem sind noch die zugehörigen Energien E_μ^0 und E_n angegeben. Die zugrunde gelegten Wechselwirkungsstärken sind $V_{g\nu} = 160 \text{ keV}^*$, $V_{g\pi} = 10 \text{ keV}^*$ and $V_{\nu\pi} = 50 \text{ keV}^*$. (*Extrapolierte Daten (siehe Text))

μ	n	1	2	3	E_μ^0 [keV]
π		-0.056(0.003)	0.127(0.016)	0.990(0.981)	3793
gsb		-0.578(0.335)	-0.813(0.660)	0.072(0.005)	3395
ν		0.814(0.662)	-0.569(0.323)	0.119(0.014)	3288
E_n [keV]		3171	3505	3800*	

In Tabelle 8.1 sind die Mischungsamplituden $\langle \mu | n \rangle$, die ungestörten E_μ^0 und gestörten Energien E_n des 10^+ -Zustands tabelliert. Obwohl die Übereinstimmung zwischen Experiment und Mischungsrechnung gut ist, bleibt trotzdem die Frage, warum der $\pi(h_{11/2})^2 10^+$ -Zustand nicht beobachtet wurde. Wie in Abbildung 8.3 zu erkennen ist, wurde dieser Zustand auch in den Nachbarkernen nicht gesehen. Dies ist auch bei ^{120}Xe der Fall, wo sehr viele Zustände der Grundzustandsbande und beider S-Banden bekannt sind. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte sein, daß die Anregungsenergie dieses Zustands verhältnismäßig hoch ist und eine kleine $12^+ \rightarrow 10^+$ Übergangsenergie zu einem sehr schwachen Übergang führt.

8.3 Die magnetische Dipolbande

Eine interessante Eigenschaft von ^{124}Xe ist die Existenz einer regulären M1 Bande, d.h. einer Bandenstruktur mit dominanten ($\Delta I = 1$)-Übergängen und schwachen ($\Delta I = 2$)-Übergängen. In den vergangenen Jahren wurden Kaskaden von starken, magnetischen Dipolübergängen in den neutronenarmen Blei-Isotopen beobachtet [Cla93, Bal94]. Die Eigenschaften dieser Banden wurden erfolgreich beschrieben mit dem *Tilted Axis Cranking* (TAC) Modell von S. Frauendorf [Fra93], aber auch im Rahmen eines semiklassischen Modells von Macchiavelli [Mac98b, Mac98a]. In diesen Modellen ergibt sich die Konfiguration des Bandenkopfes in den Blei-Isotopen durch eine Kopplung der Drehimpulse von Protonen und Neutronenlöchern. Die Drehimpulse in diesen Banden ergeben sich durch eine simultane, stufenweise Reorientierung der Drehimpulse der Protonen und Neutronenlöcher in Richtung des Gesamtdrehimpulses J (vgl. Abbildung 8.5). Dies kann mit dem Zusammenklappen der Blätter einer Schere verglichen werden, was zu der Bezeichnung *shears* (engl. für Schere) Bande führt [Bal94].

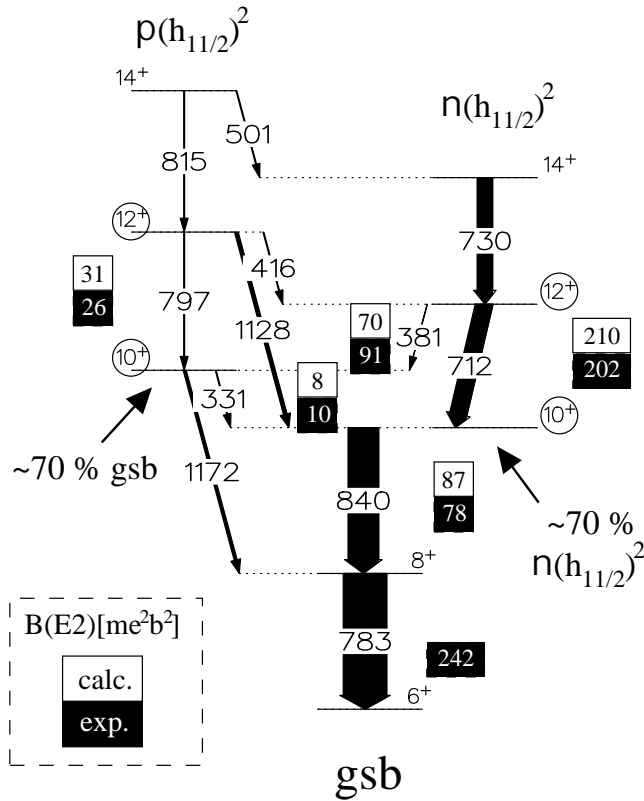


Abbildung 8.4: Vergleich der absoluten $B(E2)$ Werte (schwarze Boxen) mit den zugehörigen Werten aus der Bandenmischungsrechnung (weiße Boxen). Die $B(E2)$ Werte sind in me_2b^2 angegeben.

Eine charakteristische Eigenschaft dieses *shears* Mechanismus ist die Abnahme der $B(M1)$ Werte der Dipolübergänge bei steigenden Drehimpulsen, da die $B(M1)$ Werte proportional zu den Komponenten der magnetischen Momente senkrecht zum Gesamtdrehimpuls sind. Neuere Lebensdauermessungen in den leichten Blei Isotopen [Cla97, Cla98] haben dieses Verhalten experimentell bestätigt. In einigen Kernen der $A = 130$ Massenregion wurden Banden mit starken M1 Übergängen mit $\Delta I = 1$ und schwachen E2 Übergängen ($\Delta I = 2$) beobachtet. Hier stellte sich daher die Frage, ob diese Banden auch als *shears* Banden interpretiert werden können. Dies wurde schon in einigen Veröffentlichungen diskutiert [Sch99, Pet00]. Wobei die Kerne in der Blei-Region nahezu sphärisch sind, handelt es sich bei den Kernen der $A = 130$ Massenregion um deformierte Kerne ($\beta \approx 0.2$), z.B. bei Ba- und Xe-Isotopen. Daher erwartet man einen stärkeren Einfluß der kollektiven Rotation senkrecht zur Symmetrieachse als bei den Blei Isotopen, wo dieser Effekt weitgehend vernachlässigt werden kann. Aufgrund der Verzweungsverhältnisse, Multipolmischungsverhältnisse δ und Lebensdauern konnte gezeigt werden, daß diese Banden in ^{128}Ba als Rotationsbanden beschrieben werden kann, die auf einer Vierteilchenanregung $(\pi h_{11/2} d_{5/2}) \otimes (\nu h_{11/2} g_{7/2})$ mit einem effektiven K von $9\hbar$ aufgebaut ist. Das wichtigste Kennzeichen zum Ausschluß einer *shears* Bande im Falle der M1 Bande von ^{128}Ba sind die mit dem Spin ansteigenden $B(M1)$ Werte. Dieser Anstieg ist besonders ausgeprägt im nie-

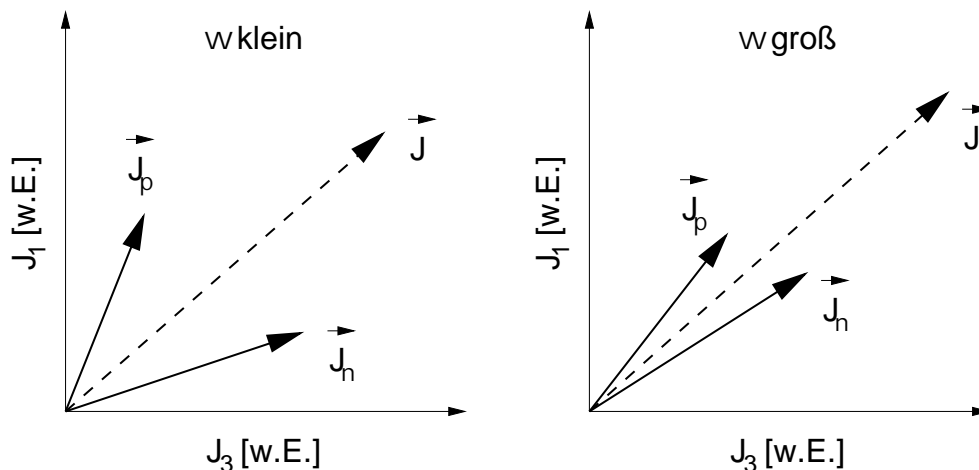


Abbildung 8.5: Schematische Darstellung der Drehimpulserzeugung im *Tilted Axis Cranking* (TAC) Modell. \vec{J}_π und \vec{J}_ν sind die Drehimpulse der Protonen bzw. Neutronen, \vec{J} ist der Gesamtdrehimpuls.

derenergetischen Teil dieser Bande. Die Untersuchung der M1 Bande in ^{124}Xe , die der Bande in ^{128}Ba sehr ähnlich ist, war der Hauptgrund des Lebensdauerexperimentes mit EUROBALL (vgl. Abschnitt 4). Diese Bande zeigt ebenfalls starke M1 Übergänge und schwache ($\Delta I = 2$) E2 Übergänge, aber auch Unterschiede zu der M1 Bande in ^{128}Ba . Die Multipolmischungsverhältnisse δ sind positiv in ^{124}Xe und negativ in ^{128}Ba . Bedauerlicherweise ist die Parität der M1 Bande in ^{124}Xe nicht bekannt. Wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, konnten die Lebensdauern der vier niederenergetischen Niveaus der M1 Bande bestimmt werden.

Die ermittelten $B(M1)$ und $B(E2)$ Werte der M1 Bande sind in Abbildung 8.6 dargestellt. Es ist deutlich sichtbar, daß die $B(M1)$ Werte mit zunehmendem Spin geringer werden, was das zu erwartende Verhalten für eine *shears* Bande ist und im Gegensatz zu den entsprechenden Werten in ^{128}Ba steht. Zur Überprüfung, ob die abnehmenden $B(M1)$ Werte kompatibel sind zu einer Rotationsbande, die auf einer Vierteilchenanregung aufbaut ist, wurde die folgende Relation verwendet [Dön87]:

$$B(M1) = \frac{3}{8\pi} K^2 \left[\tilde{g}_2 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{K}{I} \right)^2} - \frac{i_2}{I} \right) - \tilde{g}_1 \frac{i_1}{I} \right]^2 \quad (8.8)$$

Diese Rotationsbande baut auf einer $\pi(h_{11/2})^2 \otimes \nu(h_{11/2}g_{7/2})$ Vierteilchenanregung auf, da der Protonenanteil $\pi(h_{11/2})^2$, wie auch der $\nu(h_{11/2}g_{7/2})$ Neutronenanteil im Niedrigspinspektrum von ^{124}Xe beobachtet wurde und die M1 Bande zu beiden Strukturen zerfällt. Hierbei wurde angenommen, daß beide Protonen und beide Neutronen sich paarweise zu einem gemeinsamen Protonenspin $j_1 = 10\hbar$ und Neutronenspin $j_2 = 8\hbar$ koppeln. Diese koppeln wiederum mit dem kollektiven

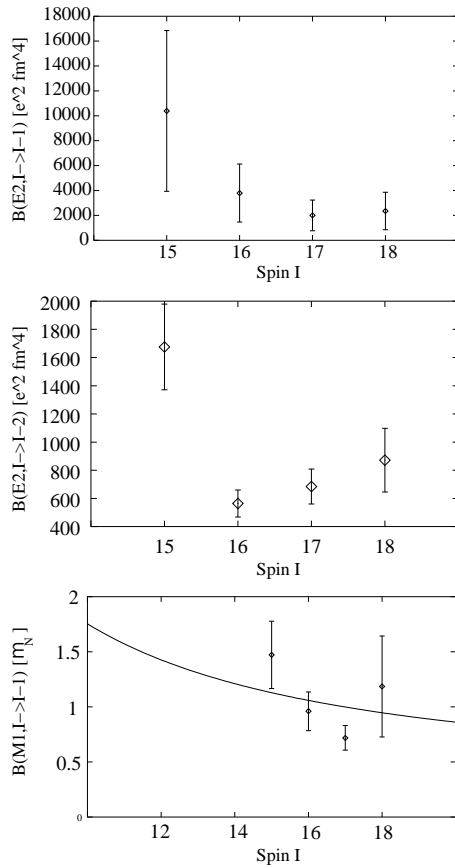


Abbildung 8.6: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ und $B(M1)$ der M1 Bande in ^{124}Xe . Die durchgezogene Linie im unteren Teil der Abbildung repräsentiert die semiklassische Berechnung mit Gleichung 8.8.

Spin R zum totalen Spin I . Die Komponenten $i_1 \approx 10$ und $i_2 \approx 0$ in Gleichung 8.8 sind die Projektionen der Spins j_1 bzw. j_2 auf die Symmetrieachse. Weiterhin sind \tilde{g}_1 und \tilde{g}_2 die g -Faktoren der Protonen- und Neutronenbeiträge, die aus den Einteilchenorbitalen berechnet wurden [Lön84]. Die Größen K und R wurden variiert, um eine bestmögliche Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zu erreichen. Das Ergebnis dieser Berechnung ist als durchgezogene Linie in Abbildung 8.6 eingezeichnet.

Obwohl die Übereinstimmung nicht perfekt ist, zeigt dieses Ergebnis, daß die abnehmenden $B(M1)$ Werte durch eine Rotationsstruktur mit einer geeigneten Kopplung der involvierten Quasiteilchen-Zustände beschrieben werden können. Die angenommene Struktur hätte eine negative Parität. Es existiert keine eindeutige Struktur mit einer positiven Parität, mit der die gemessenen $B(M1)$ Werte mit Gleichung 8.8 beschrieben werden könnten, es sei denn man nimmt mit dem Spin abnehmende K Werte an.

Um eine endgültige Antwort auf die Frage der zugrunde liegenden Struktur der M1 Bande in ^{124}Xe geben zu können, wird die Parität dieser Bande benötigt sowie ein Vergleich mit TAC Berechnungen. Bei Berücksichtigung der vorhandenen experimentellen Daten scheint die vorgeschlagene Rotationsstruktur sinnvoll zu sein.

Obwohl die M1 Banden in ^{124}Xe und ^{128}Ba unterschiedlich sind, handelt es sich höchswahrscheinlich in beiden Fällen nicht um *shears* Banden, sondern um Rotationsbanden, die auf Vierteilchenanregungen aufbauen. Der Spin wird hierbei durch eine Zunahme der kollektiven Rotation und nicht durch stufenweise Ausrichtung der involvierten Quasiteilchen-Spins in Richtung des Gesamtdrehimpulses erreicht. Es kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß die beteiligten Quasiteilchen die Ausrichtung ihrer Drehimpulse mit zunehmendem Spin derart verändern, daß die Werte für K abnehmen und sich dementsprechend auch die $B(M1)$ Werte verringern.

8.4 SD-IBM-1 Berechnungen

Wie schon durch die $B(E2)$ Werte der Grundzustandsbande angedeutet (vgl. Abbildung 8.2), handelt es sich bei ^{124}Xe um einen γ -instabilen Kern. Um diese γ -Instabilität zu beschreiben, wurde die *sd* Version des *Interacting Boson Model* (IBM) [Ari75, Iac87] angewendet. Eine *sd*-IBM-1 Berechnung für ^{124}Xe wurde bereits in [Wer01] durchgeführt. Anhand der neuen $B(E2)$ Werte wurde die *sd*-IBM-1 Berechnung überprüft. Das IBM-1 hat drei dynamische Symmetrien, den U(5)-, den SU(3)- und den O(6)-Grenzfall. Der U(5)-Grenzfall ist dabei die geometrische Entsprechung des anharmonischen, sphärischen Vibrators [Boh75] und der SU(3)-Grenzfall, der des starren, axialsymmetrischen Rotors [Boh75]. Beim O(6)-Grenzfall handelt es sich dabei um die IBM Version des deformierten, axialsymmetrischen, aber γ -instabilen Rotors, dem Wilets-Jean Modell [Wil56]. Der Hamilton Operator des *Extended Consistent Q Formalism* (ECQF) [War82, Lip85] des IBM umfaßt dabei den gesamten Bereich zwischen diesen drei symmetrischen Grenzfällen durch Variation der beiden Parameter $(\epsilon'/\kappa, \chi)$:

$$H_{\text{ECQF}} = \kappa \left[\frac{\epsilon'}{\kappa} n_d - Q^\chi \cdot Q^\chi \right]. \quad (8.9)$$

Der Faktor κ setzt dabei nur die absolute Energie. In Form von s - und d -Bosonen Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren schreibt sich der Quadrupoloperator Q^χ als

$$Q^{\text{IBM}} = Q^\chi = s^+ \tilde{d} + d^+ s + \chi [d^+ \tilde{d}]^{(2)}. \quad (8.10)$$

Der Quadrupoloperator des IBM Q^{IBM} ist dabei proportional zum $E2$ Übergangsoperator $T(E2) = e_B Q^{\text{IBM}}$ durch Einführung der effektiven Bosonenladung e_B . Abbildung 8.7 zeigt eine Berechnung - unter Verwendung des Hamilton Operators aus Gleichung 8.9 - mit den Parametern $\epsilon'/\kappa = -21.6$, $\chi = -0.677$, $\kappa = -31.6$ keV und $e_B = 1.9$ W.u.. Diese Berechnung wurde mit dem Ziel durchgeführt, die Energien der Zustände in der Grundzustandsbande und der quasi- γ Bande zu beschreiben. Im O(6)-Grenzfall sind die Zustandspaare $(3^+, 4^+)$, $(5^+, 6^+)$, $(7^+, 8^+)$ der quasi- γ Bande entartet, wohingegen die experimentellen Werte eine deutliche

Aufhebung der Entartung zeigen. Dieses sogenannte *Staggering* der experimentellen Energieniveaus der quasi- γ Bande können nicht mit dem ECQF Hamiltonian aus Gleichung 8.9 reproduziert werden. Weiterhin liegen die Energien dieser Zustände des sd -IBM-1 zu hoch. Um die Beschreibung der quasi- γ Bande zu verbessern, wurde deshalb noch ein Bosonen-Paarwechselwirkungsterm H_{pair}^B aus [Pan92] und ein $(L \cdot L)$ Term aus der vorherigen IBM Rechnung [Wer01] zum Hamilton Operator aus Gleichung 8.9 hinzugefügt. Der Term H_{pair}^B ist dabei definiert als [Pan92]

$$H_{pair}^B = \alpha s^+ s + \beta (s^+ s)^2, \quad (8.11)$$

wobei α und β Parameter sind. Da die Anzahl der s -Bosonen gleich der Gesamtzahl N aller Bosonen abzüglich der d -Bosonen ist, $s^+ s = N - (d^+ d)$, kann man H_{pair}^B schreiben als:

$$\begin{aligned} H_{pair}^B &= E_p + \tilde{\epsilon}(d^+ d) + \beta(d^+ d)(d^+ d) \\ &= E_p + \tilde{\epsilon}n_d + \beta n_d^2, \end{aligned} \quad (8.12)$$

wobei E_p eine Funktion der Bosonenzahl N und $\tilde{\epsilon}$ ein weiterer Parameter ist. Der vollständige, in der zweiten sd -IBM-1 Berechnung verwendete n_d^2 -ECQF Hamilton Operator ist dann:

$$\begin{aligned} H_{n_d^2-ECQF} &= H_{ECQF} + H_{pair}^B + \lambda LL \\ &= \kappa \left(\frac{\epsilon}{\kappa} n_d + Q^\chi Q^\chi + \frac{\lambda}{\kappa} LL + \frac{\beta}{\kappa} n_d^2 \right), \end{aligned} \quad (8.13)$$

wobei $\epsilon = \epsilon' + \tilde{\epsilon}$ aus den Gleichungen 8.12 und 8.9 darstellt und die Konstante E_p für $N = 8$ vernachlässigt wurde. Die Parameter κ und e_B wurden so gewählt, daß die Energie des 2_1^+ -Zustands und die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_+)$ reproduziert wurden. Für beide sd -IBM-1 Berechnungen wurde das Programm **phinema-124Xe** (vgl. Abschnitt 3.2) verwendet. Abbildung 8.8 zeigt den Vergleich des niederenergetischen Spektrums von ^{124}Xe mit dem Ergebnis der sd -IBM-1 Berechnung unter Verwendung des n_d^2 -ECQF Hamilton Operators. Hierbei wurden die Strukturparameter $\epsilon/\kappa = -25.5$ und $\chi = -0.436$ benutzt, wobei die Parameter $\beta/\kappa = 2.519$ und $\lambda/\kappa = -0.649$ den Abstand der Energieniveaus abstimmen. Weiterhin wurden die Parameter $\kappa = -26.2$ keV und $e_B = 1.865$ W.u. verwendet. Mit diesen zusätzlichen Termen kann das *staggering* der Energieniveaus der quasi- γ Bande reproduziert werden. Der $(L \cdot L)$ Term verändert nicht die Wellenfunktionen und hat daher keinen Einfluß auf die Übergangswahrscheinlichkeiten. Der Term H_{pair}^B verändert die $B(E2)$ Werte nur unwesentlich, was insgesamt zu einer guten Übereinstimmung beider Berechnungen mit den experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten führt. Die Nichtübereinstimmung des Abstands der Energieniveaus in der $(K = 0)$ -Bande ist ein bekanntes Problem sowohl bei sd -IBM-1 Berechnungen als auch bei anderen kollektiven Modellen, wie z.B. dem General Collective Model (GCM) [Gne71].

Obwohl der H_{pair}^B den Abstand der Energieniveaus der $(K = 0)$ -Bande verringert, werden auch die absoluten Energien dieser Bande reduziert, sodaß der 0_2^+ - und 2_3^+ -Zustand schlechter reproduziert wird als bei der Berechnung mit dem einfacheren ECQF Hamiltonian. Ein weiterer bemerkenswerter Unterschied beider Berechnungen ist die bei weitem bessere Übereinstimmung der $(K = 4)$ -Bande, bei Benutzung des n_d^2 -ECQF Hamilton Operators.

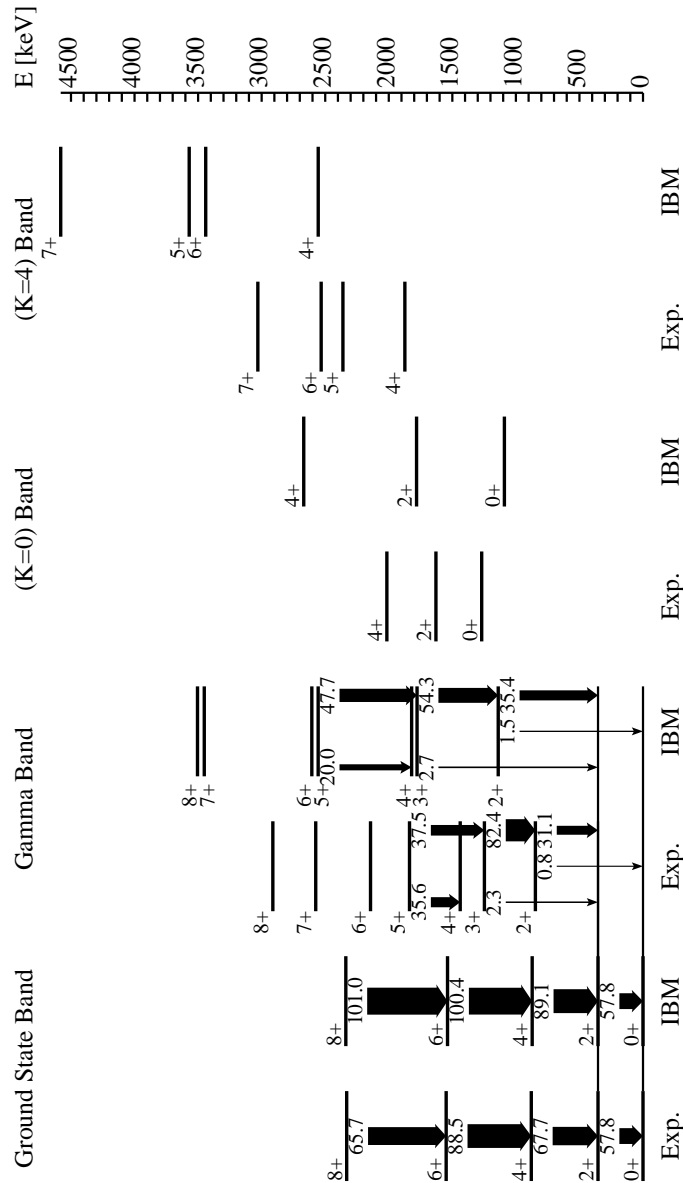


Abbildung 8.7: Vergleich der niederenergetischen Energieniveaus und der $B(E2)$ Werte der Grundzustandsbande, der quasi- γ Bande, der $(K = 0)$ - und der $(K = 4)$ -Bande in ^{124}Xe mit den Vorhersagen des sd -IBM-1, unter Verwendung des ECQF Hamiltonian aus Gleichung 8.9. Die Werte über den Pfeilen geben die Stärke des zugehörigen $B(E2)$ Wertes in Weisskopf Einheiten an. Die Parameter dieser Berechnung sind $\epsilon/\kappa = -21.6$, $\chi = -0.677$, $\kappa = -31.6$ keV und $e_B = 1.9$ W.u..

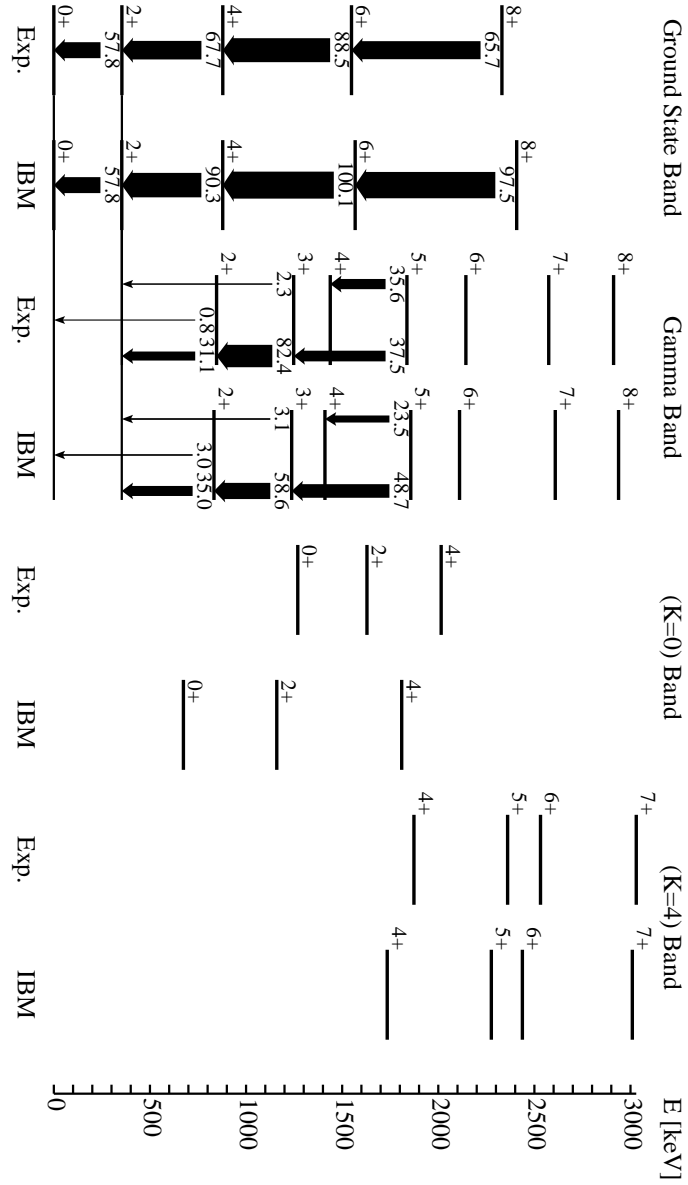


Abbildung 8.8: Siehe die Bildunterschrift von Abbildung 8.7. Im Unterschied zu Abbildung 8.7 wurde bei dieser Berechnung der n_d^2 -ECQF Hamiltonian aus Gleichung 8.13 verwendet. Die verwendeten Parameter sind $\epsilon/\kappa = -25.5$, $\chi = -0.436$, $\beta/\kappa = 2.519$, $\lambda/\kappa = -0.649$, $\kappa = -26.2$ keV und $e_B = 1.865$ W.u..

Literaturverzeichnis

- [Ale70] T. K. Alexander und A. Bell. A target chamber for recoil-distance lifetime measurements. *Nucl. Instr. Meth.* **81** (1970) 22.
- [Alt94] J. Altmann. *Herstellung von Targets für Lebensdauermessungen und Quadrupolmomente der superdeformierten Bande in Gd-146*. Dissertation, Universität zu Köln (1994).
- [Alv98] C. Rossi Alvarez. The Euroball array. In: *SNEC98 Conference, Padova, Italy, April 1998*. Nuovo Cimento 111A (1998) 601.
- [Ari75] A. Arima und F. Iachello. *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1069.
- [Bal94] G. Baldsiefen, H. Hubel, W. Korten, D. Mehta, N. Nenoff, B. T. Rao, P. Willsau, H. Grawe, J. Heese, H. Kluge, K. Maier, R. Schubart, S. Frauendorf und H. Maier. "Shears bands" in ^{199}Pb and ^{200}Pb . *Nucl. Phys. A* **574** (1994) 521.
- [Baz96] D. Bazzacco et al. *gsort* program. (unveröffentlicht) (1996).
- [Bec94] F. Beck et al. In: *Proc. Conf. on Physics from Large gamma-ray Detector Arrays*. S. 154. LBL 35687, CONF 940888 (1994).
- [Boh75] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, Bd. 2. Benjamin, New York (1975).
- [Böh91] G. Böhm. *Koinzidenz-Lebensdauermessung am Kern ^{128}Ba anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern*. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1991).
- [Böh93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The Differential Decay Curve Method for the Analysis of Doppler-Shift timing experiments. *Nucl. Instr. Meth. A* **329** (1993) 248.
- [Cas85] R. F. Casten. *Nucl. Phys. A* **443** (1985) 1.

- [Cla93] R. M. Clark, R. Wadsworth, E. Paul, C. Beausang, I. Ali, A. Astier, D. Cullen, P. Dagnal, P. Fallon, M. J. M. Meyer, N. Redon, P. Regan, J. Sharpey-Schafer, W. Nazarewicz und R. Wyss. Collective oblate dipole rotational bands in ^{198}Pb . *Nucl. Phys. A* **562** (1993) 121.
- [Cla97] R. M. Clark, S. Asztalos, G. Baldsiefen, J. Becker, L. Bernstein, M. Deleplanque, R. Diamond, P. Fallon, I. Hibbert, H. Hübel, R. Krücken, I. Lee, A. Macchiavelli, R. MacLeod, G. Schmid, F. Stephens, K. Vetter, R. Wadsworth und S. Frauendorf. Evidence for "Magnetic Rotation" in Nuclei: Lifetimes of States in the M1 bands of $^{198,199}\text{Pb}$. *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 1868.
- [Cla98] R. M. Clark, R. Krücken, S. Asztalos, J. Becker, B. Busse, S. Chmel, M. Deleplanque, R. Diamond, P. Fallon und D. J. et al. The shears mechanism in the lead isotopes. *Phys. Lett. B* **440** (1998) 251.
- [Cur69] W. M. Currie. A Monte Carlo programme for Doppler shift analysis. *Nucl. Instr. Meth.* **73** (1969) 173.
- [Dew89] A. Dewald, S. Harissopoulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A* **334** (1989) 163.
- [Dew90] A. Dewald, P. Petkov, R. Wrzal, G. Siems, R. Wirowski, P. Sala, G. Böhm, A. Gelberg, K. O. Zell, P. von Brentano, P. Nolan, A. Kirwan, D. Bishop, R. Julin, A. Lampinen und J. Hattula. Selected Topics in Nuclear Structure. In: J. Styczeen und Z. Stachura (Hg.), *Proceedings of XXV Zakopane School of Physics Vol. 2*. World Scientific, Singapore, S. 152 (1990).
- [Dew92] A. Dewald. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **28** (1992) 409.
- [Dew98] A. Dewald. In: G. Jin, Y. Luo und W. Zhan (Hg.), *The '98 seminar on nuclear physics with radioactive ion beam and high spin nuclear structure, Lanzhou, China*, Atomic Energy Press, Beijing (1998).
- [Dew02] A. Dewald, O. Möller, R. Peusquens, B. Saha, K. Jessen, A. Fitzler, T. Klug, D. Tonev, P. von Brentano, P. Petkov, I. Wiedenhöver, C. Carpenter, A. Heinz, R. Janssens, K. A. Saleem, B. Gall, J. Cooper, C. Barton, R. Krücken, A. Oros-Peusquens, U. Garg und S. Zhu. Investigation of Nuclear Structure Using Transition Probabilities. *BgNS Transactions* **7** (2002)(1) 81.
- [Dön87] F. Dönau. Electromagnetic Radiation of Rotating Nuclei. *Nucl. Phys. A* **471** (1987) 469.

- [Ebe96] J. Eberth, H. Thomas, P. von Brentano, R. Lieder, H. Jäger, H. Kammerling, M. Berst, D. Gutknecht und R. Henck. Encapsulated Ge detectors: Development and first tests. *Nucl. Inst. and Meth. A* **369** (1996) 135.
- [Fra92] S. Frauendorf, W. Lieberz, P. von Brentano und A. Gelberg. Quenched proton-neutron coupling in $h_{11/2}$ high spin states of ^{128}Ba . *Phys. Lett. B* **274** (1992) 149.
- [Fra93] S. Frauendorf. Tilted cranking. *Nucl. Phys. A* **557** (1993) 259.
- [Gne71] G. Gneuss und W. Greiner. Collective potential energy surfaces and nuclear structure. *Nucl. Phys. A* **171** (1971) 449.
- [Gra96] A. Granderath, P. F. Mantica, R. Bengtsson, R. Wyss, P. von Brentano, A. Gelberg und F. Seiffert. Shapes and Rotational Structures of Neutron $h_{11/2}$ Configurations in the Xe Ba Ce Region. *Nucl. Phys. A* **597** (1996) 427.
- [Han83] H. Hanewinkel, W. Gast, U. Kaup, H. Harter, A. Dewald, A. Gelberg, R. Reinhardt, P. von Brentano, A. Zemel, C. Alonso und J. Arias. Prealignment B(E2)-Anomaly in ^{124}Xe . *Phys. Lett. B* **133** (1983)(1,2) 9.
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Cambridge (1987).
- [Kle99] T. Klemme. *Formkoexistenz im Kern ^{134}Nd* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1999).
- [Lin63] J. Lindhard, M. Scharff und H. E. Schøtt. Range concepts and heavy ion ranges. *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **33** (1963) 14.
- [Lip85] P. Lipas, P. Toivonen und D. Warner. *Phys. Lett. B* **155** (1985) 295.
- [Lön84] T. Lönnroth, S. Vajda, O. C. Kistner und M. H. Rafailovich. The g -Factors of Isomeric States in $^{127,128}\text{Xe}$. *Z. Phys. A* **317** (1984) 215.
- [Mac98a] A. O. Macchiavelli, R. Clark, M. Deleplanque, R. Diamond, P. Fallon, I. Lee, F. Stephens und K. Vetter. Rotational-like properties of the shears bands. *Phys. Rev. C* **58** (1998) 3746.
- [Mac98b] A. O. Macchiavelli, R. Clark, P. Fallon, M. Deleplanque, R. Diamond, R. Krücken, I. Lee, F. Stephens, S. Asztalos und K. Vetter. Semi-classical description of the shears mechanism and the role of effective interactions. *Phys. Rev. C* **57** (1998) R1073.

- [Möl01] O. Möller. *Lebensdauermessungen im Nano- und Picosekundenbereich*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht (2001).
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki. In *Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North Holland Publishing (1976).
- [Nor70] L. C. Northcliffe und R. F. Schilling. Range and stopping-power tables for heavy ions. *Nucl. Data Tables A* **7** (1970) 233.
- [Pan92] X.-W. Pan, T. Otsuka, J.-Q. Chen und A. Arima. A pairing effect in γ -soft nuclei. *Phys. Lett. B* **287** (1992) 1.
- [Pet94] P. Petkov. Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetimes determined by the recoil distance Doppler-shift method. *Nucl. Instr. and Meth. A* **349** (1994) 289.
- [Pet98a] P. Petkov. In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in ^{128}Ba . *Nucl. Phys. A* **640** (1998) 293.
- [Pet98b] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D. R. Napoli, W. Andrejtscheff und R. V. Jolos. In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in ^{128}Ba . *Nucl. Phys. A* **640** (1998) 293.
- [Pet99] P. Petkov, D. Tonev, J. Gableske, A. Dewald, T. Klemme und P. von Brentano. On the line-shape and lifetime determination in recoil distance Doppler-shift measurements. *Nucl. Instr. and Meth. A* **431** (1999) 208 .
- [Pet00] P. Petkov, A. Dewald, R. Kühn, R. Peusquens, D. Tonev, S. Kasemann, K. O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, S. Lunardi, P. Pavan und D. R. Napoli. Coincidence recoil-distance Doppler-shift lifetime measurement in ^{128}Ba . *Phys. Rev. C* **62** (2000) 014314.
- [Peu96] R. Peusquens. *Lebensdauern niedrigliegender superdeformierter Zustände in ^{133}Nd und Software für RDDS-Messungen*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht (1996).
- [Peu00] R. Peusquens. *Software für γ -Spektroskopiemessungen und Superdeformation im Kern ^{135}Nd* . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2000).

- [Sah00] B. Saha. *Analyse von Lebensdauermessungen an ^{126}Ba* . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht (2000).
- [Sah02] B. Saha, A. Dewald, O. Möller, R. Peusquens, A. Fitzler, T. Klug, I. Schneider, D. Tonev, K. Jessen, K. Zell, P. von Brentano und B. Gall. Investigation of nuclear structures in ^{124}Xe . In: *Verhandl. DPG HK 10.1 Münster, Poster* (2002).
- [Sch] O. Scholten. *The Program-Package Phint*. KVI-63, Groningen.
- [Sch97] I. Schneider. *Hochspinzustände in ^{124}Xe* . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht (1997).
- [Sch99] I. Schneider, R. S. Chakrawarthy, I. Wiedenhöver, A. Schmidt, H. Meise, P. Petkov, A. Dewald, P. von Brentano, O. Stuch, K. Jessen, D. Weisshaar, C. Schumacher, O. Vogel, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström und J. Wrzesinski. Magnetic dipole band in ^{124}Xe . *Phys. Rev. C* **60** (1999) 014312.
- [Sei93] F. Seiffert. *Das Programm apathie*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht (1993).
- [The93] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. W. Luig, N. Nicolay, O. Stuch und H. Wolters. *TV-Spektrendisplayprogramm*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1993), URL <http://www.ikp.uni-koeln.de>.
- [Tho95] H. Thomas. *Entwicklung eines Ge-CLUSTER Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL*. Verlag Dr. Köster. ISBN 3895741132 (1995).
- [Tie95] H. Tiesler. Entwicklung einer Abstandsregelung für Plungermessungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1995).
- [Wal98] L. Wall. *Perl - Practical Extraction and Report Language*, version 5.002 Aufl. (1998), URL <http://www.perl.com>.
- [War82] D. Warner und R. Casten. *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1385.
- [Wer01] V. Werner, H. Meise, I. Wiedenhöfer, A. Gade und P. von Brentano. Collective bands in the triaxial nucleus ^{124}Xe . *Nucl. Phys. A* **692** (2001) 451.
- [Wie96] I. Wiedenhöver. Programm *topfit*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, (unveröffentlicht) (1996).
- [Wil56] J. Wilets und M. Jean. *Phys. Rev.* **102** (1956) 788.

- [Wil95] M. Wilhelm und I. Wiedenhöfer. Programme *autoshift* und *autocal*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, (unveröffentlicht) (1995).
- [Win83a] G. Winter. The application of lineshape analysis in plunger measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **214** (1983) 537.
- [Win83b] G. Winter. ZfK Rossendorf Report. Techn. Ber. ZfK-497, ZfK Rossendorf (1983).
- [Wys89] R. Wyss, A. Granderath, R. Bengtsson, P. von Brentano, A. Dewald, A. Gelberg, A. Gizon, J. Gizon, S. Harissopulos, A. Johnson, W. Lieberz, W. Nazarewicz, J. Nyberg und K. Schiffer. Interplay between proton and neutron S-bands in the Xe-Ba-Ce-Region. *Nucl. Phys. A* **505** (1989) 337.
- [Zie74] J. F. Ziegler und W. K. Chu. Stopping cross sections and backscattering factors for ^4He ions in matter. *At. Data Nucl. Data Tables* **13** (1974) 463.
- [Zie85] J. F. Ziegler und J. P. Biersack. *Treatise on Heavy-Ion Science*, Plenum Press, New York, Bd. 6. S. 95 (1985).

Anhang A

Software

A.1 Fehlerberechnung beim Programm napatau

Im Unterschied zur bisherigen Methode, kann der Fehler nicht nach der üblichen Fehlerfortpflanzung berechnet werden, weil der Nenner in Gleichung 3.5 jetzt vom Zähler abhängt. Für die Berechnung des Fehlers muß deshalb die Kovarianz zwischen Zähler und Nenner aus Gleichung 3.5 in Betracht gezogen werden.

Nun ist $\frac{d}{dt}f^{opt}(t_i)$ die Ableitung des j -ten Polynoms P_j , das von den freien Parametern (a_1, \dots, a_n) des Fits abhängt:

$$\frac{d}{dt}f^{opt}(t_i) = \dot{P}_j^{(a_1, \dots, a_n)}(t_i) = \dot{P}_{j(i)} . \quad (\text{A.1})$$

Das bedeutet, daß Gleichung 3.5 geschrieben werden kann als:

$$\tau_i = \frac{I_i^{us}}{\dot{P}_{j(i)}} . \quad (\text{A.2})$$

Nun kann $\Delta\tau_i$ auf die folgende Weise berechnet werden:

$$\begin{aligned} \Delta\tau_i^2 = & \sum_{k,l} \frac{\partial\tau_i}{\partial I_k^{us}} \frac{\partial\tau_i}{\partial I_l^{us}} cov(I_k^{us}, I_l^{us}) \\ & + \sum_{k,l} \frac{\partial\tau_i}{\partial a_k} \frac{\partial\tau_i}{\partial a_l} cov(a_k, a_l) \\ & + \sum_{k,l} \frac{\partial\tau_i}{\partial I_k^{us}} \frac{\partial\tau_i}{\partial a_l} cov(I_k^{us}, a_l) \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

Die ersten beiden Summen auf der rechten Seite von Gleichung A.3 sind die

bekannten Terme der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\sum_{k,l} \frac{\partial \tau_i}{\partial I_k^{us}} \frac{\partial \tau_i}{\partial I_l^{us}} \text{cov}(I_k^{us}, I_l^{us}) = \frac{\Delta I_i^{us2}}{\dot{P}_{j(i)}^2} \quad (\text{A.4})$$

$$\sum_{k,l} \frac{\partial \tau_i}{\partial a_k} \frac{\partial \tau_i}{\partial a_l} \text{cov}(a_k, a_l) = \frac{I_i^{us2}}{\dot{P}_{j(i)}^4} \Delta \dot{P}_{j(i)}^2, \quad (\text{A.5})$$

mit

$$\Delta \dot{P}_{j(i)}^2 = \sum_{k,l} \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_k} \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_l} \text{cov}(a_k, a_l). \quad (\text{A.6})$$

Der Term $\text{cov}(a_k, a_l)$ in Gleichung A.6 ist gleich dem kl -ten Matrixelement C_{kl}^{-1} der inversen Fitmatrix. Der dritte Term in Gleichung A.6 kann wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \sum_{k,l} \frac{\partial \tau_i}{\partial I_k^{us}} \frac{\partial \tau_i}{\partial a_l} \text{cov}(I_k^{us}, a_l) &= \sum_l \frac{\partial \tau_i}{\partial I_i^{us}} \frac{\partial \tau_i}{\partial a_l} \text{cov}(I_i^{us}, a_l) \\ &= \frac{1}{\dot{P}_{j(i)}} \sum_l \frac{\partial \tau_i}{\partial a_l} \text{cov}(I_i^{us}, a_l) \\ &= -\frac{I_i^{us}}{\dot{P}_{j(i)}^3} \sum_l \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_l} \text{cov}(I_i^{us}, a_l). \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Schreibt man die gemessenen Intensitäten und den Taufaktor als

$$(I_1^{us}, \dots, I_N^{us}, I_1^{sh}, \dots, I_N^{sh}, \tilde{t}) = (Y_1, \dots, Y_{2N+1}), \quad (\text{A.8})$$

so kann man $\text{cov}(I_i^{us}, a_l)$ in folgender Weise berechnen:

$$\begin{aligned} \text{cov}(I_i^{us}, a_l) &= \text{cov}(Y_i, a_l) = \sum_{j,k}^{2N+1} \frac{\partial Y_i}{\partial Y_j} \frac{\partial a_l}{\partial Y_k} \text{cov}(Y_j, Y_k) \\ &= \sum_k^{2N+1} \frac{\partial a_l}{\partial Y_k} \text{cov}(Y_i, Y_k) = \frac{\partial a_l}{\partial Y_i} \text{cov}(Y_i, Y_i) \\ &= \frac{\partial a_l}{\partial Y_i} \Delta Y_i^2 = \frac{\partial a_l}{\partial I_i^{us}} \Delta I_i^{us2} \\ &= \left(-\sum_k C_{lk}^{-1} \frac{1}{\Delta I_i^{us2}} \frac{\partial(\tilde{t} \dot{P}_{j(i)})}{\partial a_k} \right) \Delta I_i^{us2} \\ &= -\tilde{t} \sum_k C_{lk}^{-1} \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_k} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Nach Einsetzen in Gleichung A.7 ergibt sich somit:

$$\begin{aligned} \sum_{k,l} \frac{\partial \tau_i}{\partial I_k^{us}} \frac{\partial \tau_i}{\partial a_l} \text{cov}(I_k^{us}, a_l) &= \frac{I_i^{us} \tilde{t}}{\dot{P}_{j(i)}^3} \sum_{l,k} \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_l} \frac{\partial \dot{P}_{j(i)}}{\partial a_k} C_{lk}^{-1} \\ &= \frac{I_i^{us} \tilde{t}}{\dot{P}_{j(i)}^3} \Delta \dot{P}_{j(i)}^2. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Schließlich ergibt sich mit den Gleichungen A.4,A.5,A.6 für $\Delta \tau_i$:

$$\Delta \tau_i^2 = \frac{\Delta I_i^{us2}}{\dot{P}_{j(i)}^2} + \frac{I_i^{us2}}{\dot{P}_{j(i)}^4} \Delta \dot{P}_{j(i)}^2 + \frac{I_i^{us} \tilde{t}}{\dot{P}_{j(i)}^3} \Delta \dot{P}_{j(i)}^2 \quad (\text{A.11})$$

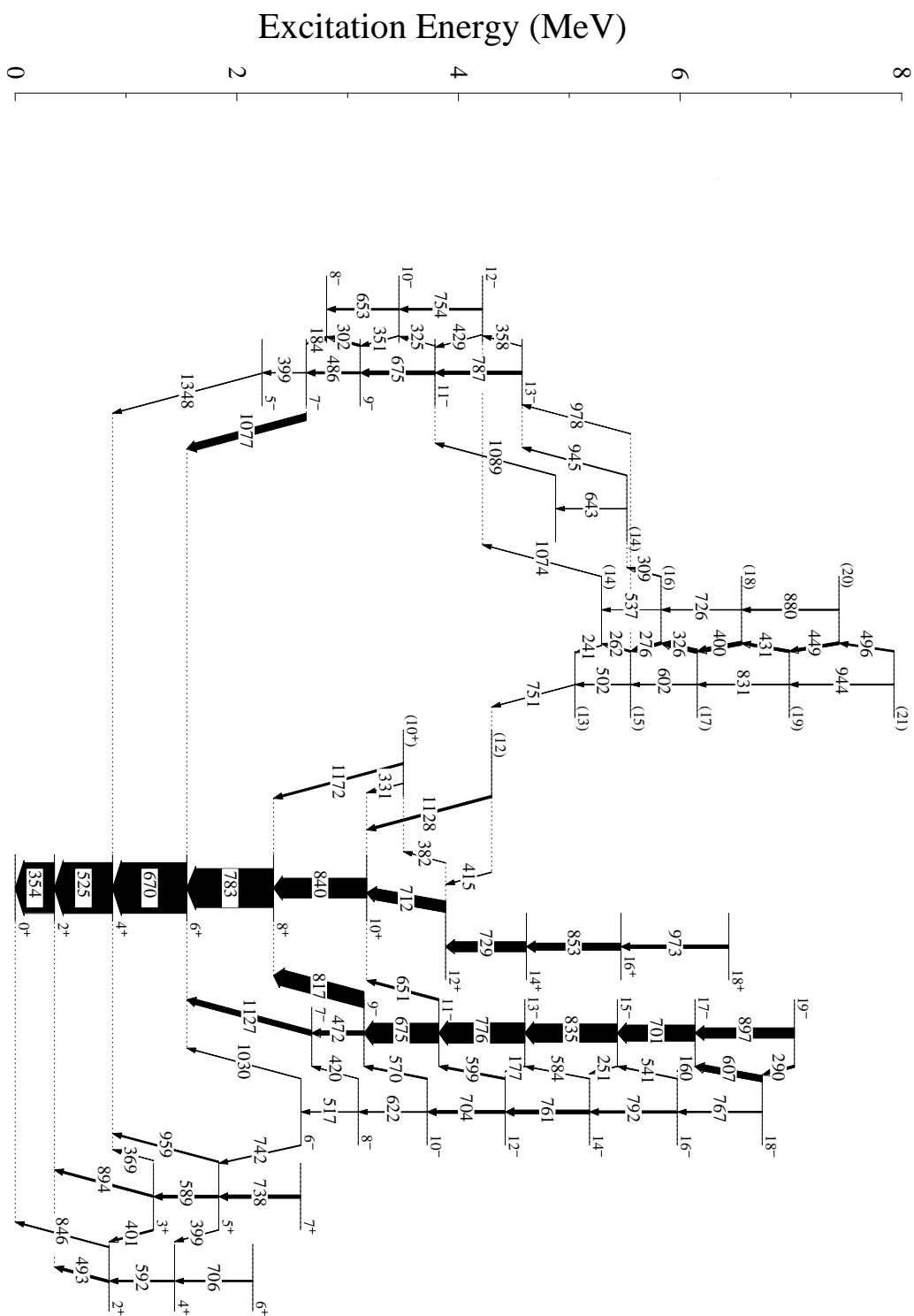
A.2 Input des Programms `mixing`

Im folgenden ist eine Beispieldatei für den Input des Programms `mixing` mit Erläuterungen aufgeführt:

```
# Inputdatei fuer das Programm mixing
# Quadrupol Momente(q1 q2 q3):
65 65 65
# Energien fuer Spin I:e11 e12 e13; I+2:e21 e22 e23, I+4:e31 e32 e33
2703 2776 2795
4222 3989 4256
5222 4783 4885
# Wechselwirkungsstaerken: v12 v13 v23
33 3 7.8
# Wechselwirkungsstaerken: vv12 vv13 vv23
60 10 5
# Wechselwirkungsstaerken: vvv12 vvv13 vvv23
60 10 5
# Experimentelle Intensitaeten III: 11 12 13; 21 22 23; 31 32 33
2700 2700 2700
4000 4000 4000
5000 5000 5000
# Experimentelle Intensitaeten II: 11 12 13; 21 22 23; 31 32 33
2000 2001 2002
3000 3001 3002
4000 4001 4002
```


Anhang B

Experimentelle Daten zu ^{124}Xe



B.1 Die Antwortfunktionen der Detektorringe

Die Antwortfunktion zu Detektorring 1, sowie weitere Erläuterungen sind in Abschnitt 5.3.2 zu finden.

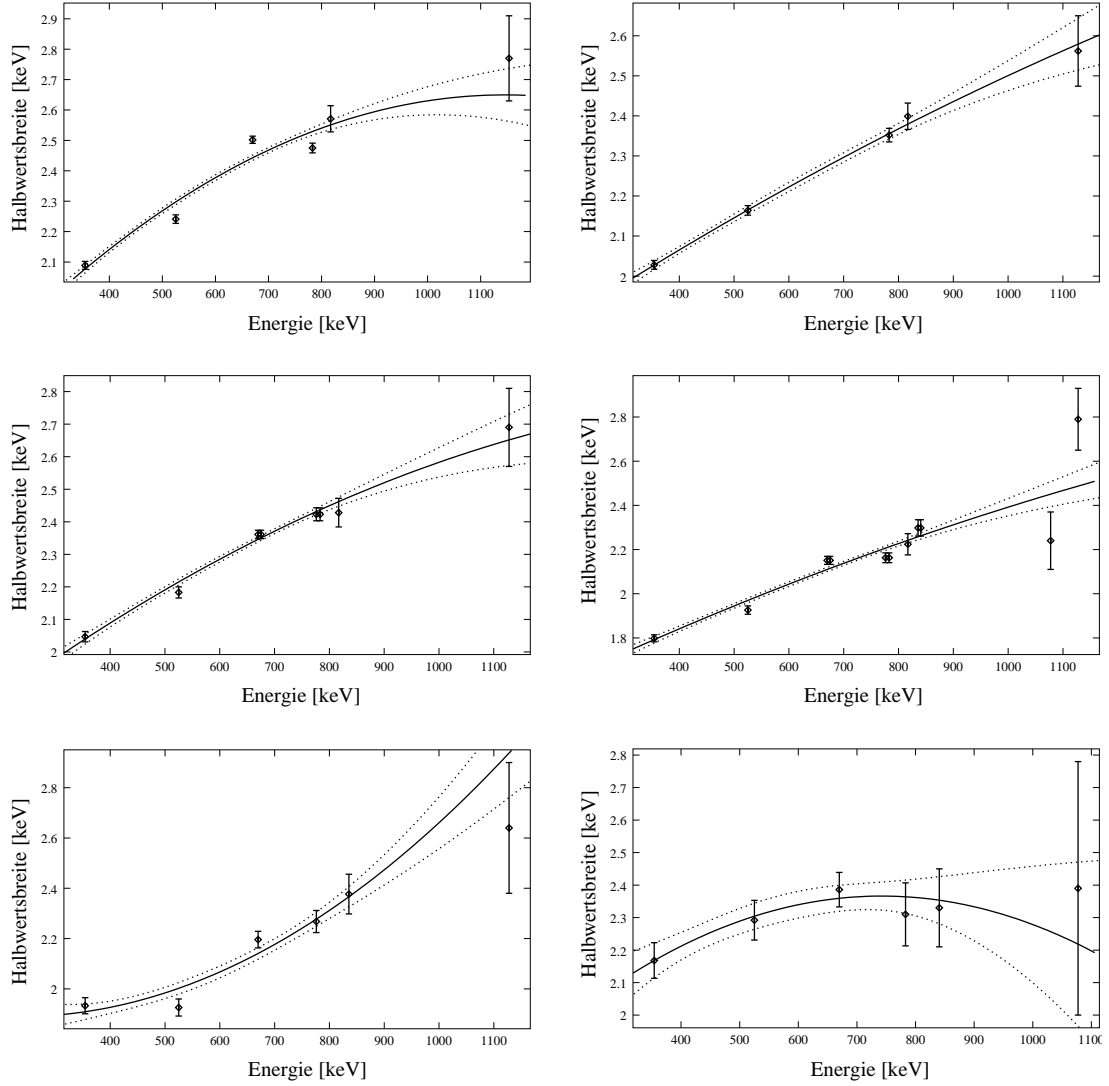


Abbildung B.2: Antwortfunktionen der Detektorringe 0,1 (obere Reihe), 2,5 (mittlere Reihe) und 6,7 (untere Reihe)

B.2 Bestimmung der Stopping Power

Die Parameter a und b aus Gleichung 5.1 werden durch Interpolation an empirische Daten ermittelt. Für die Auswertung der Daten der Messung an ^{124}Xe wurde dabei folgendermaßen vorgegangen:

1. Interpolation der tabellierten Stopping Power Daten des Kerns ^{132}Xe in Silber und Gold von L. C. Northcliffe und R. F. Schilling [Nor70] mit Gleichung 5.1, wie in Abbildung B.4 und Abbildung B.3 dargestellt. Die dabei ermittelten Parameter a und b seien dabei mit $a_{132\text{Xe}}^{Ag/Au}$ bzw. $b_{132\text{Xe}}^{Ag/Au}$ bezeichnet.

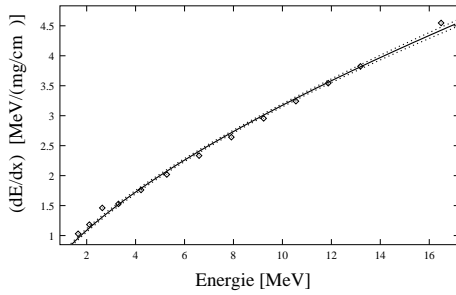


Abbildung B.3: Interpolation der Northcliffe und Schilling Daten der elektronischen Stopping Power für ^{132}Xe in Gold. Die dabei ermittelten Parameter sind $a_{132\text{Xe}}^{Au} = 0.687 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ und $b_{132\text{Xe}}^{Au} = 0.665$.

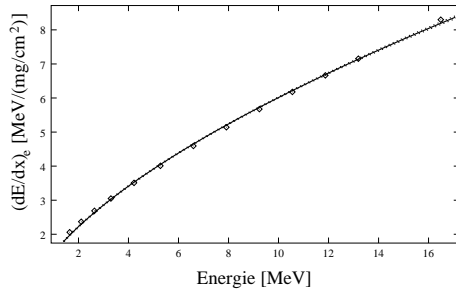


Abbildung B.4: Interpolation der Northcliffe und Schilling Daten der elektronischen Stopping Power für ^{132}Xe in Silber. Die dabei erhaltenen Parameter sind $a_{132\text{Xe}}^{Ag} = 1.448 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ und $b_{132\text{Xe}}^{Ag} = 0.618$.

2. Für die Energien des Kerns ^{124}Xe gilt

$$E_{132\text{Xe}} = E_{124\text{Xe}} \cdot \frac{A_{132\text{Xe}}}{A_{124\text{Xe}}}, \quad (\text{B.1})$$

womit sich dann für $a_{124\text{Xe}}$

$$a_{124\text{Xe}} = a_{132\text{Xe}} \cdot \left(\frac{A_{132\text{Xe}}}{A_{124\text{Xe}}} \right)^b \quad (\text{B.2})$$

ergibt. Hierbei sind $A_{132\text{Xe}}$ bzw. $A_{124\text{Xe}}$ die relativen Atommassen von ^{132}Xe bzw. ^{124}Xe .

3. Da in den Tabellen von Northcliffe und Schilling nicht alle möglichen Kombinationen von wechselwirkenden Isotopen vorhanden sind, muß nun noch eine Transformation von Silber nach Palladium durchgeführt werden. Dieser Korrekturfaktor $\alpha_{Ag \rightarrow Pd}$ kann der Abbildung 7 von [Nor70] entnommen werden, und ergibt sich zu $\alpha_{Ag \rightarrow Pd} = 1.019$.
4. Weiterhin müssen die semiempirischen Daten von Northcliffe und Schilling wegen Effekten aufgrund der atomaren Struktur des Mediums korrigiert werden. Diese Korrekturen wurden von J. F. Ziegler, W. K. Chu und J.P. Biersack behandelt [Zie74, Zie85], und können für den Fall des Palladiums aus Abbildung 2 in [Zie85] entnommen werden. Für diesen Korrekturfaktor $\alpha_{Ziegler/Chu}$ ergab sich ein Wert von $\alpha_{Ziegler/Chu} = 1.0$. Damit erhält man schließlich:

$$a_{124Xe}^{Pd} = a_{132Xe}^{Ag} \cdot \left(\frac{A_{132Xe}}{A_{124Xe}} \right)^b \cdot \alpha_{Ag \rightarrow Pd} \cdot \alpha_{Ziegler/Chu} \quad (B.3)$$

Im Falle von ^{124}Xe in Gold sind die Daten von ^{132}Xe nach ^{124}Xe zu übertragen:

$$a_{124Xe}^{Au} = a_{132Xe}^{Au} \cdot \left(\frac{A_{132Xe}}{A_{124Xe}} \right)^b \quad (B.4)$$

Man erhält schließlich die in Tabelle 5.1 dargestellten Werte, für die Parameter a und b aus Gleichung 5.1.

5. Die Parameter a und b müssen für die Monte-Carlo Simulation in die dimensionslosen Parameter f_e und p der von W. Currie [Cur69] modifizierten Lindhard, Scharff und Schøtt (LSS) [Lin63] Theorie gebracht werden. Die dimensionslose Formel der elektronischen Stopping Power nach der modifizierten LSS Theorie ist

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_e = f_e k_{\text{LSS}} \varepsilon^p. \quad (B.5)$$

Die dabei auftretenden Größen sind:

$$\mu = (1.63 \cdot 10^3 A_0 A_i) / \{ Z_0 Z_i (Z_0^{\frac{2}{3}} + Z_i^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{2}} (A_0 + A_i) \} \text{ (Masse)}$$

$$\varepsilon = 0.019961 (\mu / A_0) E \text{ (Energie)}$$

$$\rho = 4\pi a^2 N_0 \{ A_0 / (A_0 + A_i)^2 \} x \text{ (Strecke)}$$

$$k_{\text{LSS}} = Z_0^{\frac{1}{3}} \{ 0.0793 \cdot Z_0^{\frac{1}{2}} Z_i^{\frac{1}{2}} (A_0 + A_i)^{\frac{3}{2}} \} / \{ (Z_0^{\frac{2}{3}} + Z_i^{\frac{2}{3}})^{\frac{3}{4}} A_0^{\frac{3}{4}} A_i^{\frac{1}{2}} \}$$

$$\text{wobei } a = \{ \hbar^2 / (m_e e^2) \} \{ 0.8853 / (Z_0^{\frac{2}{3}} + Z_i^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{2}} \}$$

A und Z sind das relative Atomgewicht und die Protonenzahl, wobei der Index 0 das Ion, und i das Target- oder Stoppermaterial kennzeichnet. N_0 ist die Avogadro-Konstante.

B.3 Taukurven

Im folgenden sind die Taukurven der analysierten Zustände für die einzelnen Detektorringe abgebildet. Die zwei Arten von Taukurven entsprechen der Analyse mit den Programmen `apatau` oder `napatau`. Erläuterungen hierzu finden sich in den Abbildungen 7.1, 7.2 und 7.4.

Der 354 keV Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$

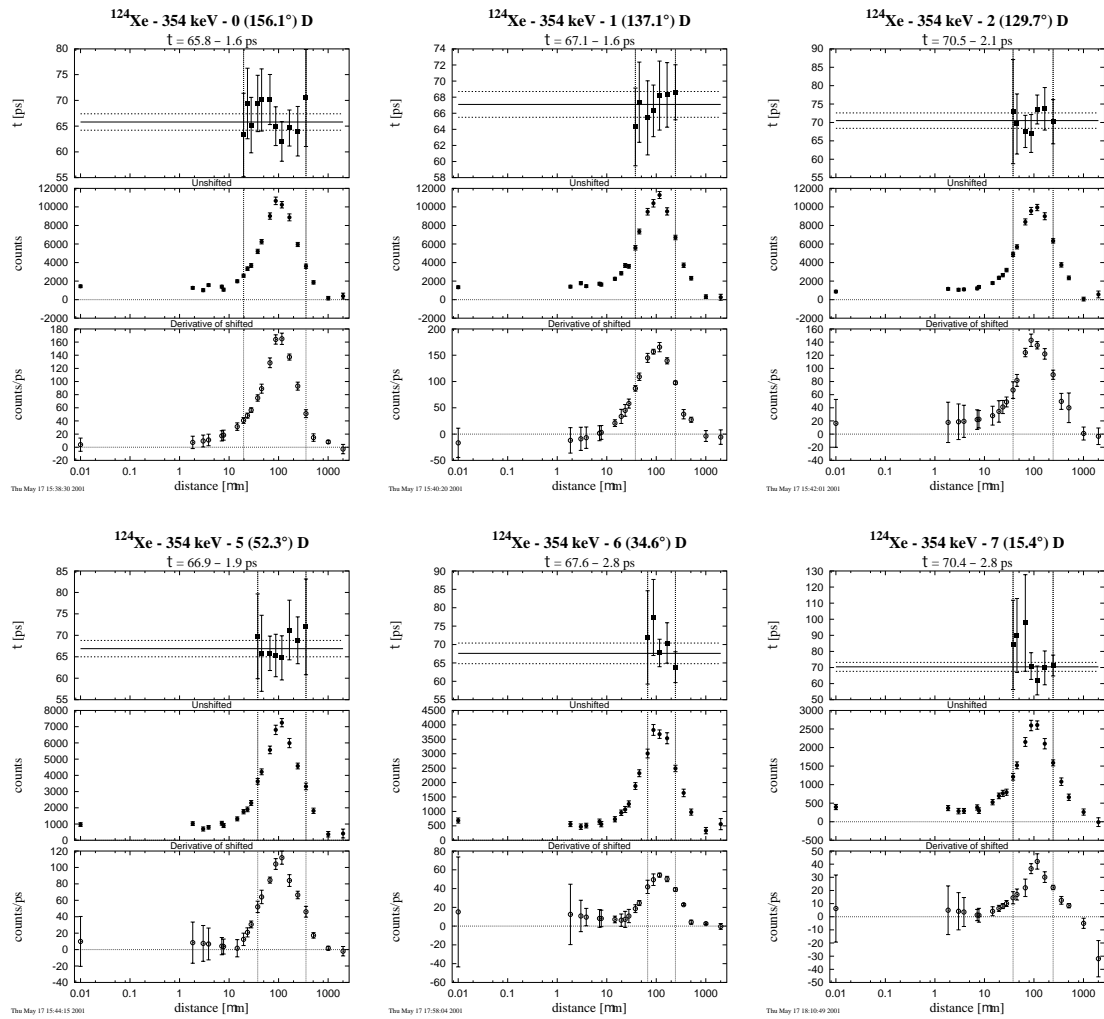
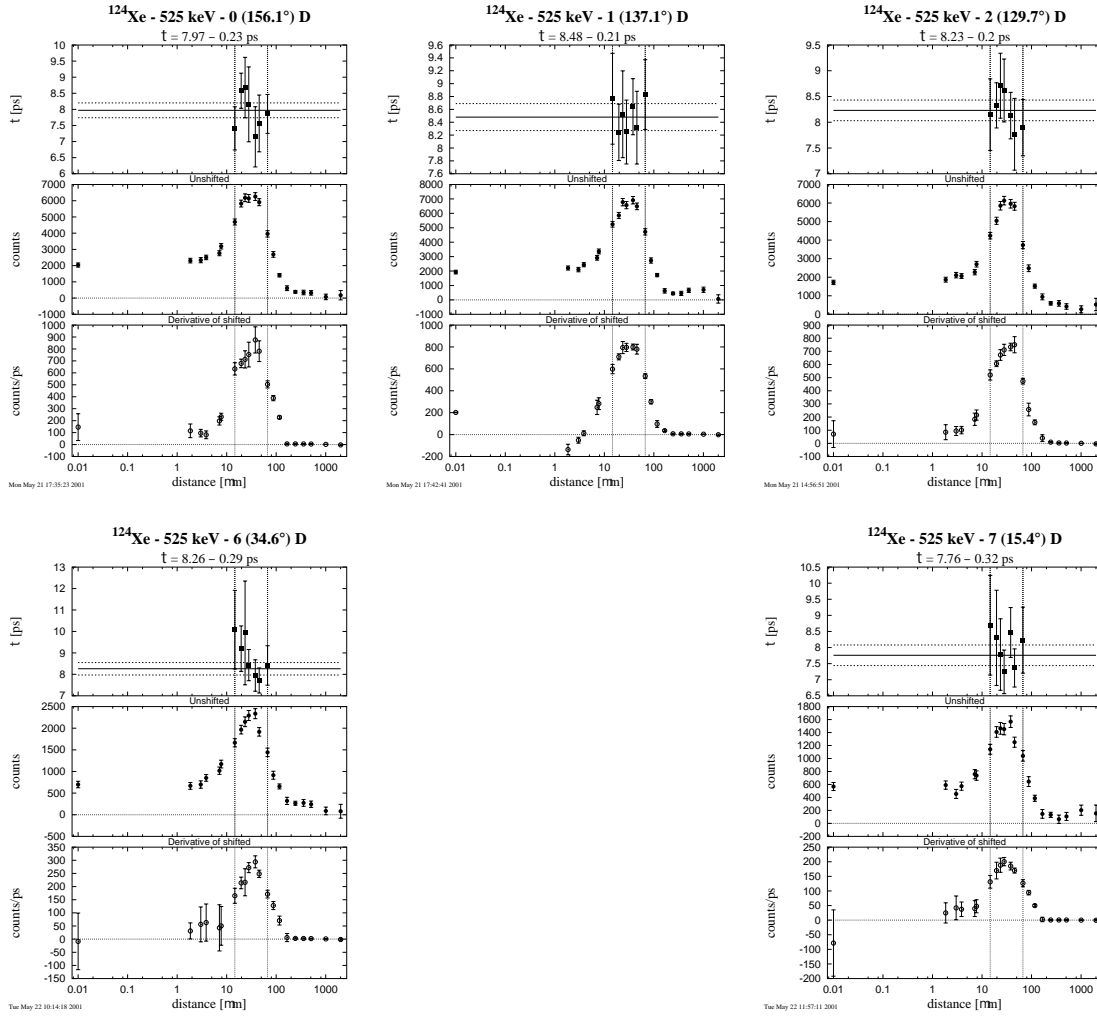
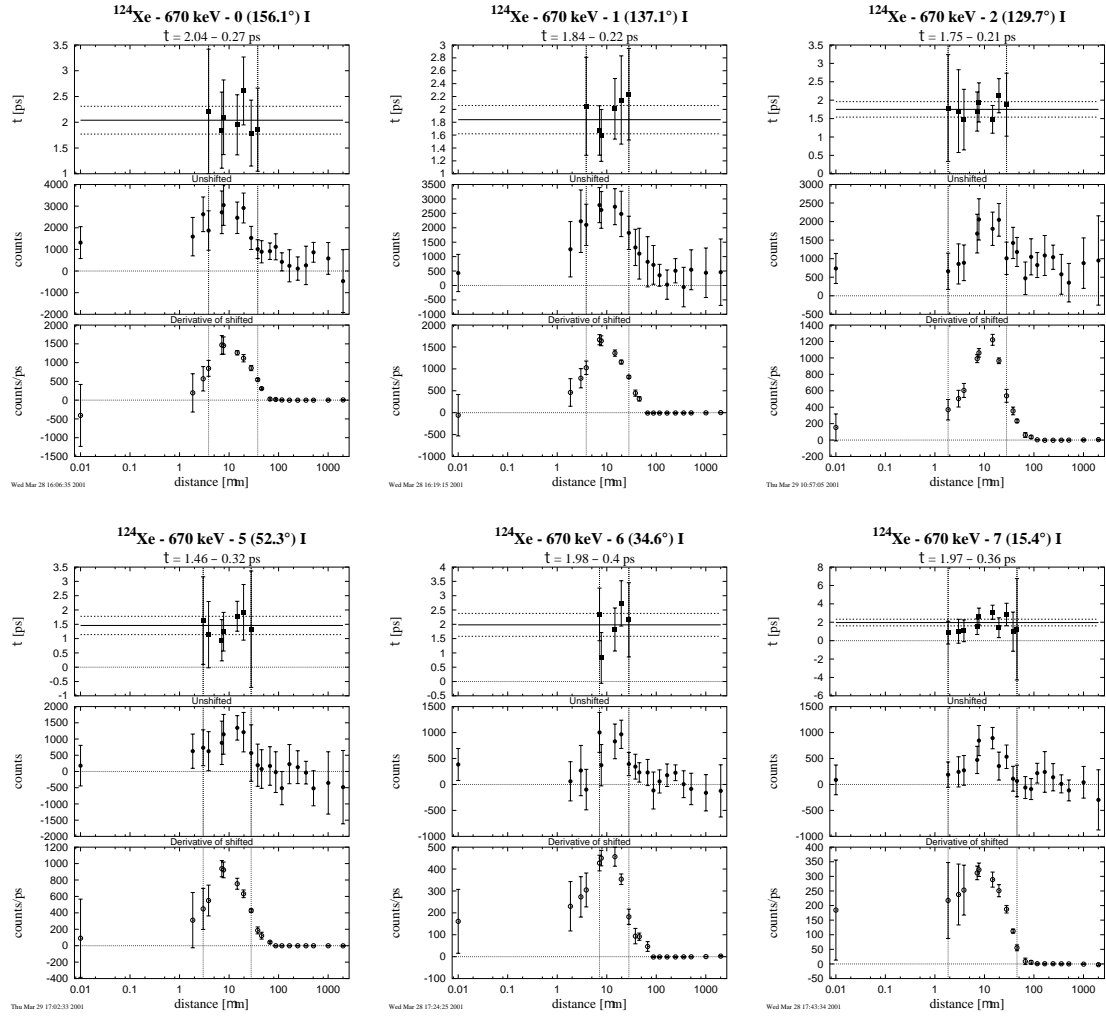
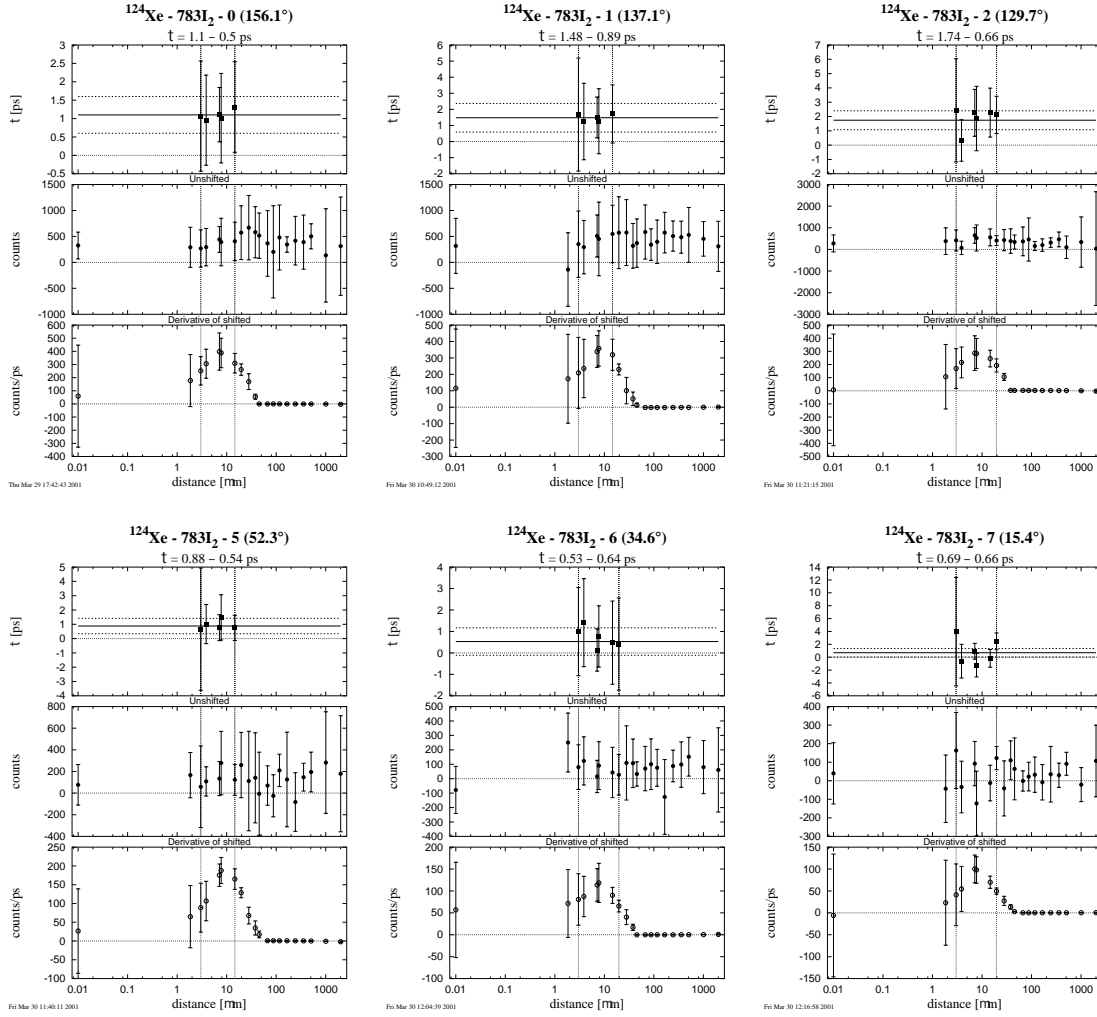
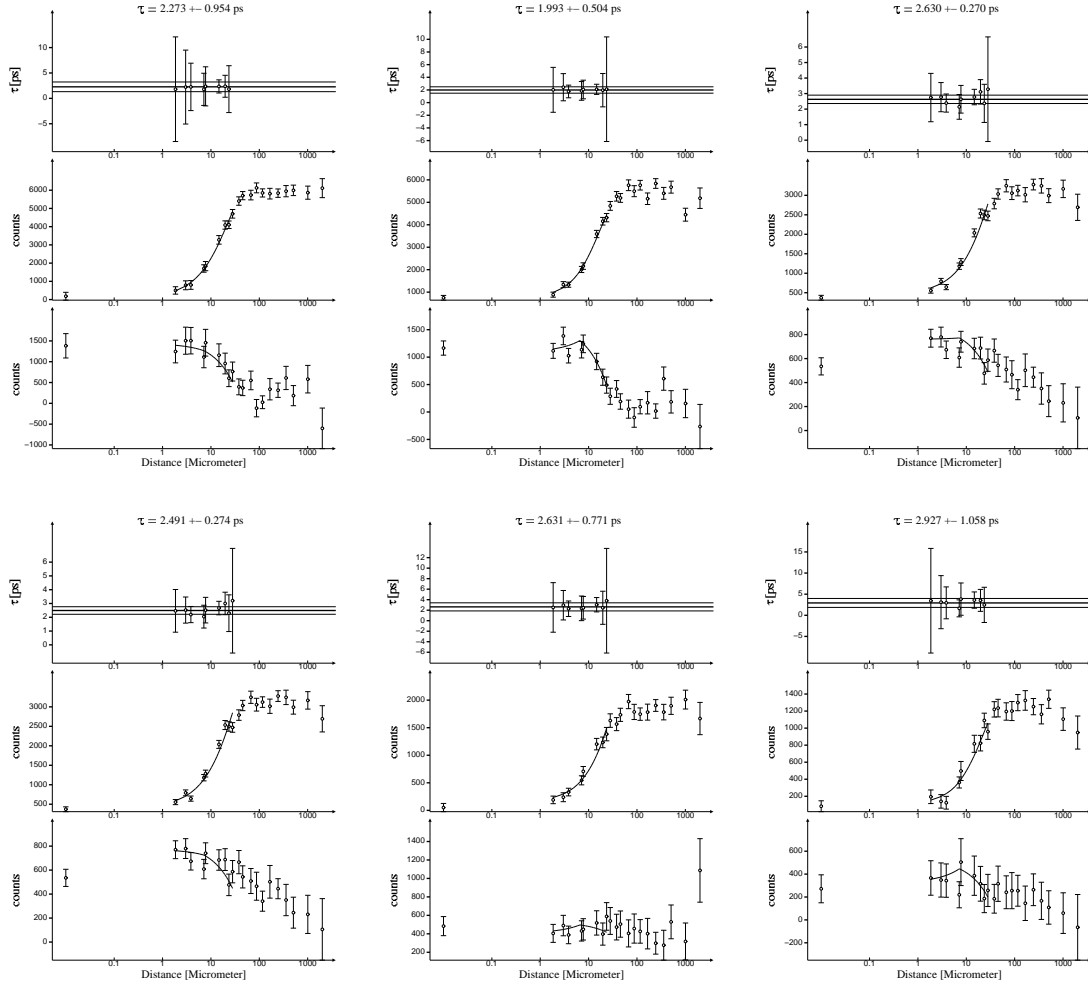


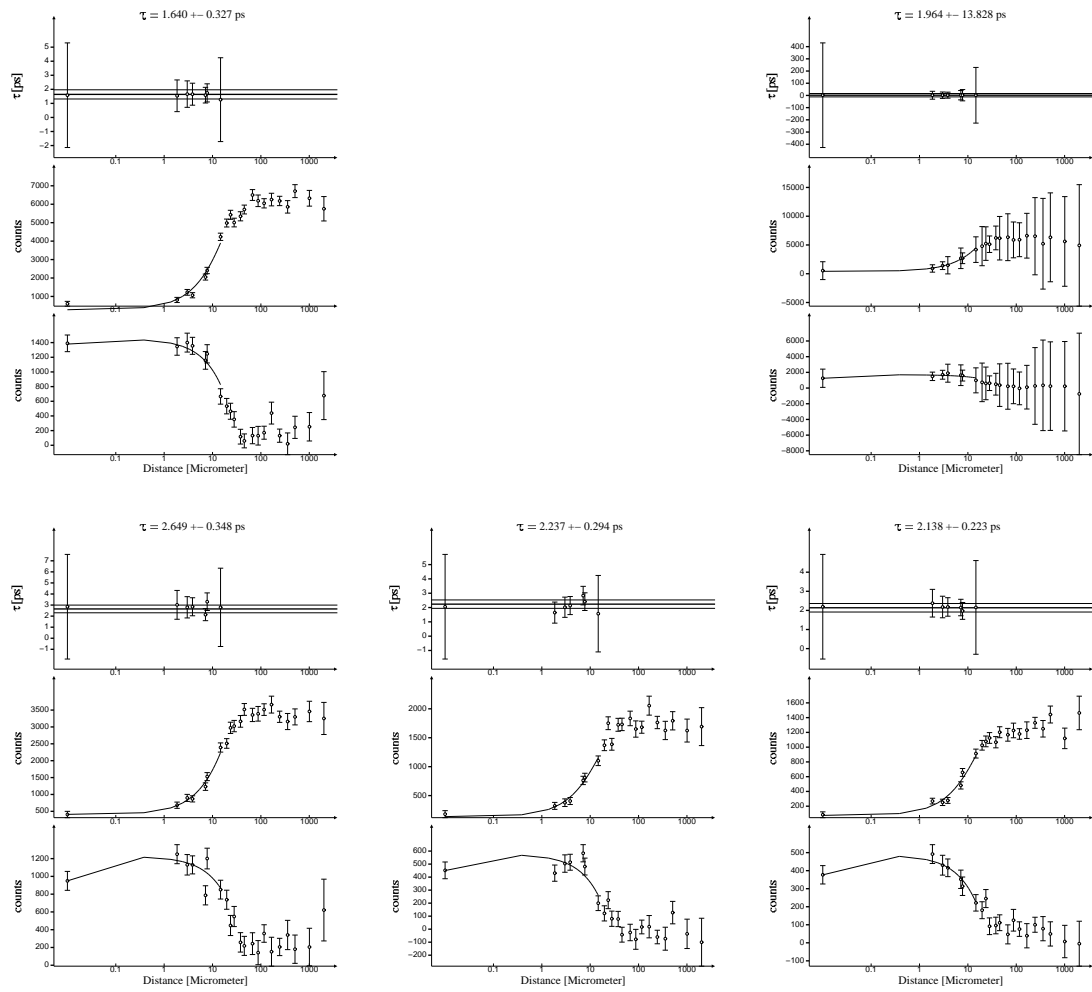
Abbildung B.5: τ -Kurven für den 354 keV Übergang

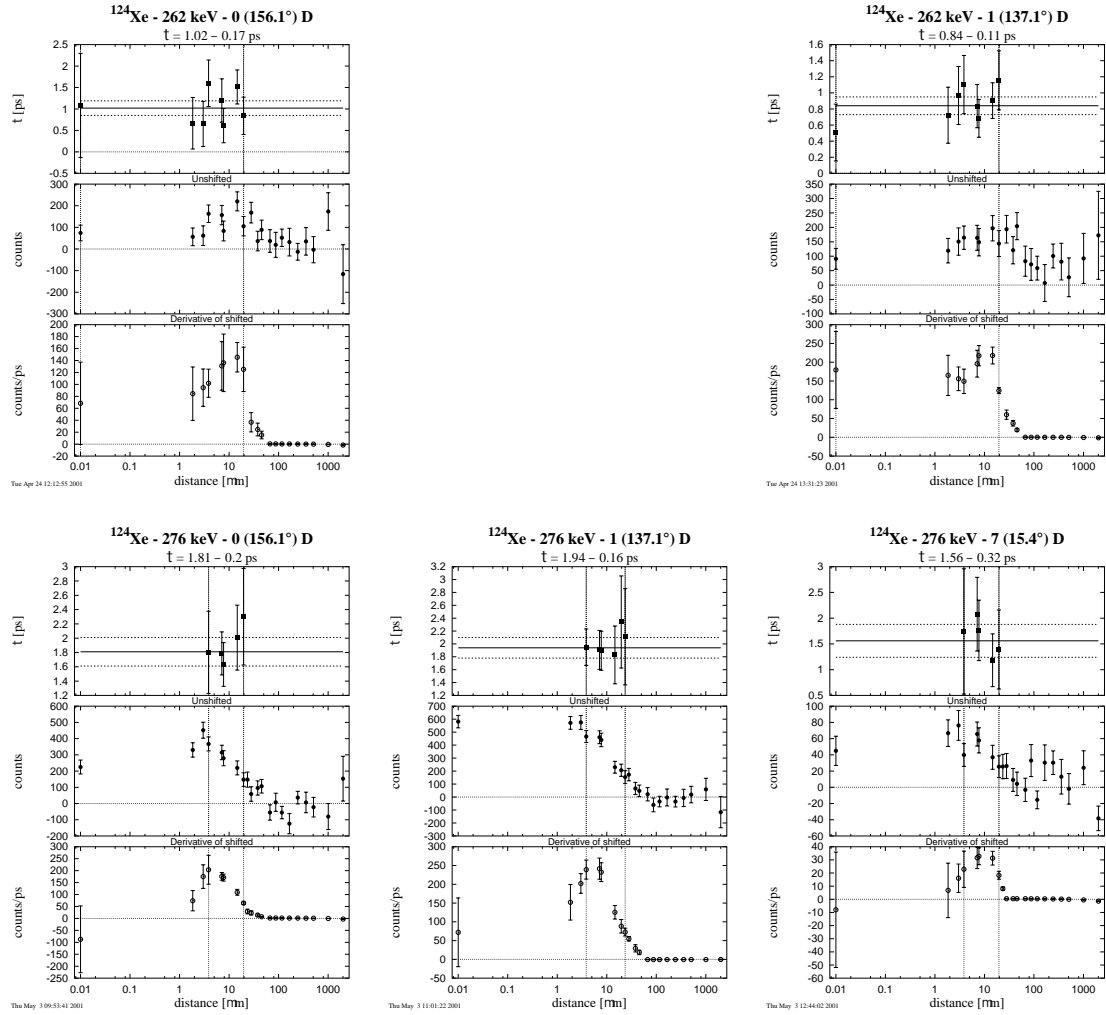
Der 525 keV Übergang $4^+ \rightarrow 2^+$ Abbildung B.6: τ -Kurven für den 525 keV Übergang

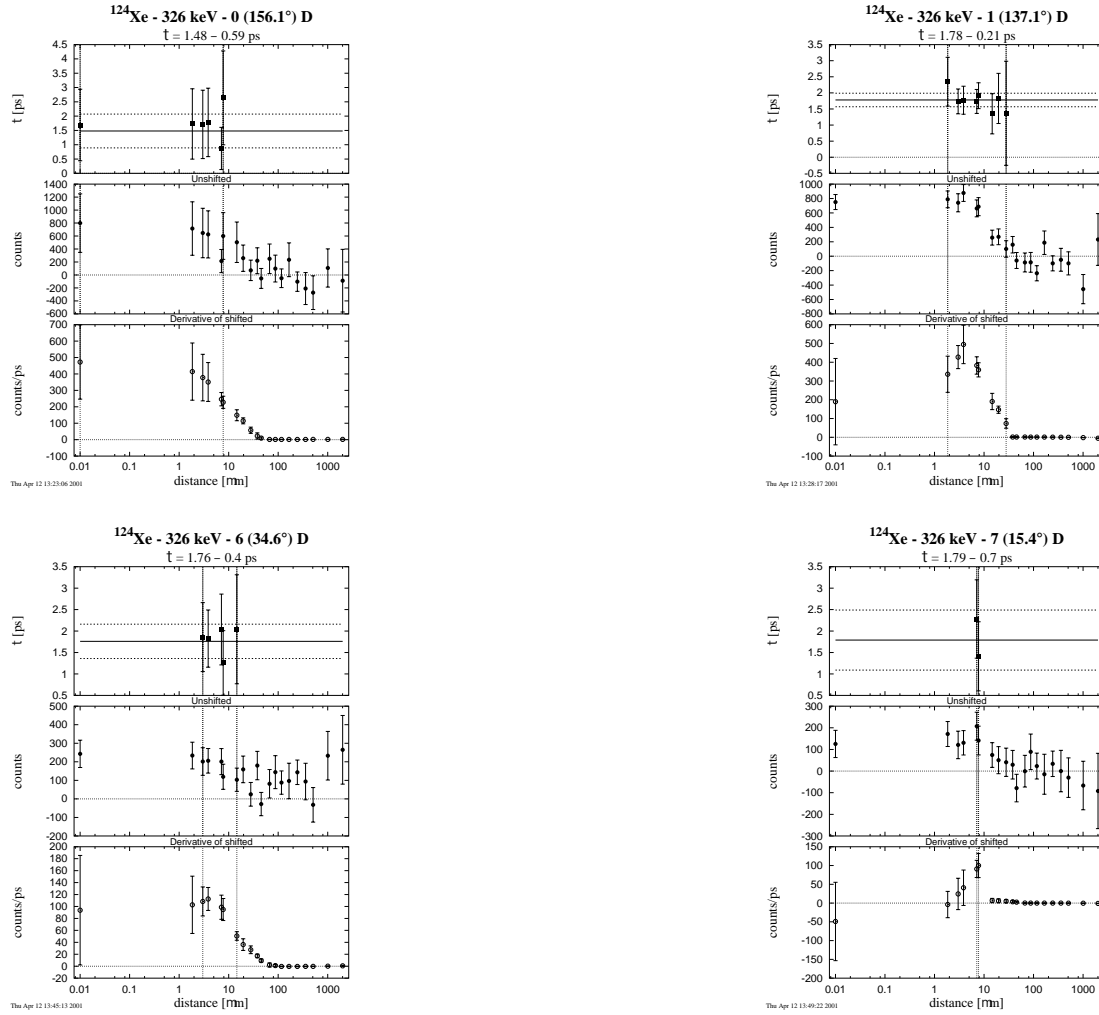
Der 670 keV Übergang $6^+ \rightarrow 4^+$ Abbildung B.7: τ -Kurven für den 670 keV Übergang

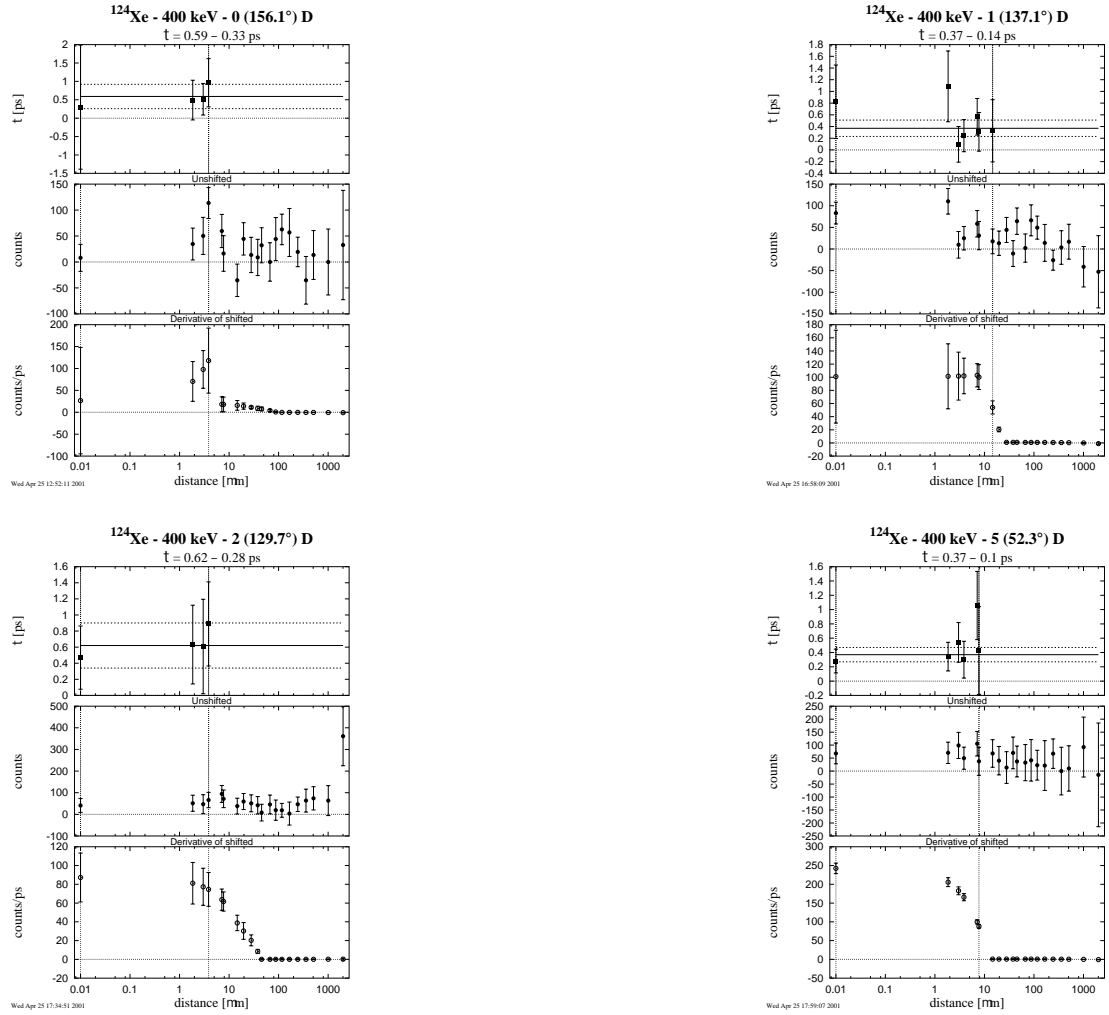
Der 783 keV Übergang $8^+ \rightarrow 6^+$ Abbildung B.8: τ -Kurven für den 783 keV Übergang

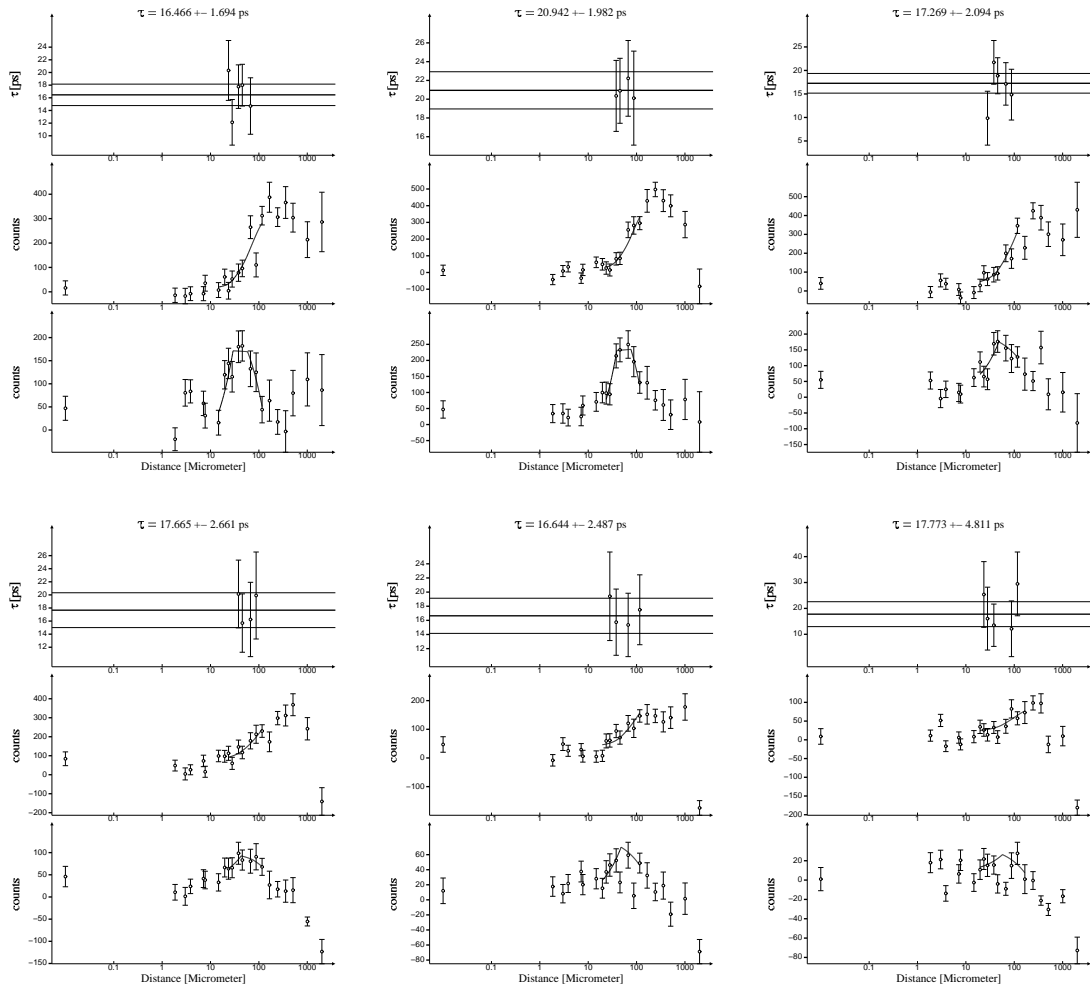
Der 840 keV Übergang $10^+ \rightarrow 8^+$ Abbildung B.9: τ -Kurven für den 840 keV Übergang

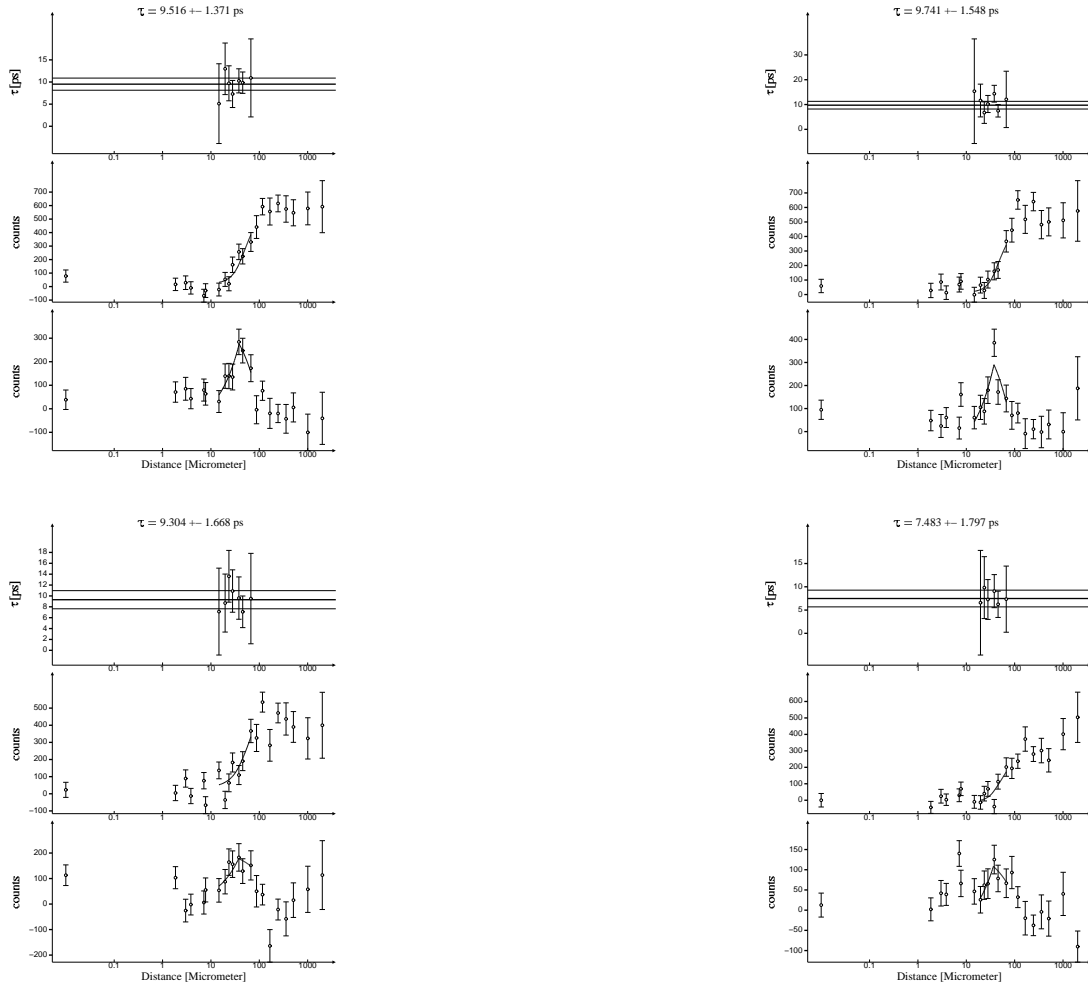
Der 712 keV Übergang $12^+ \rightarrow 10^+$ Abbildung B.10: τ -Kurven für den 712 keV Übergang

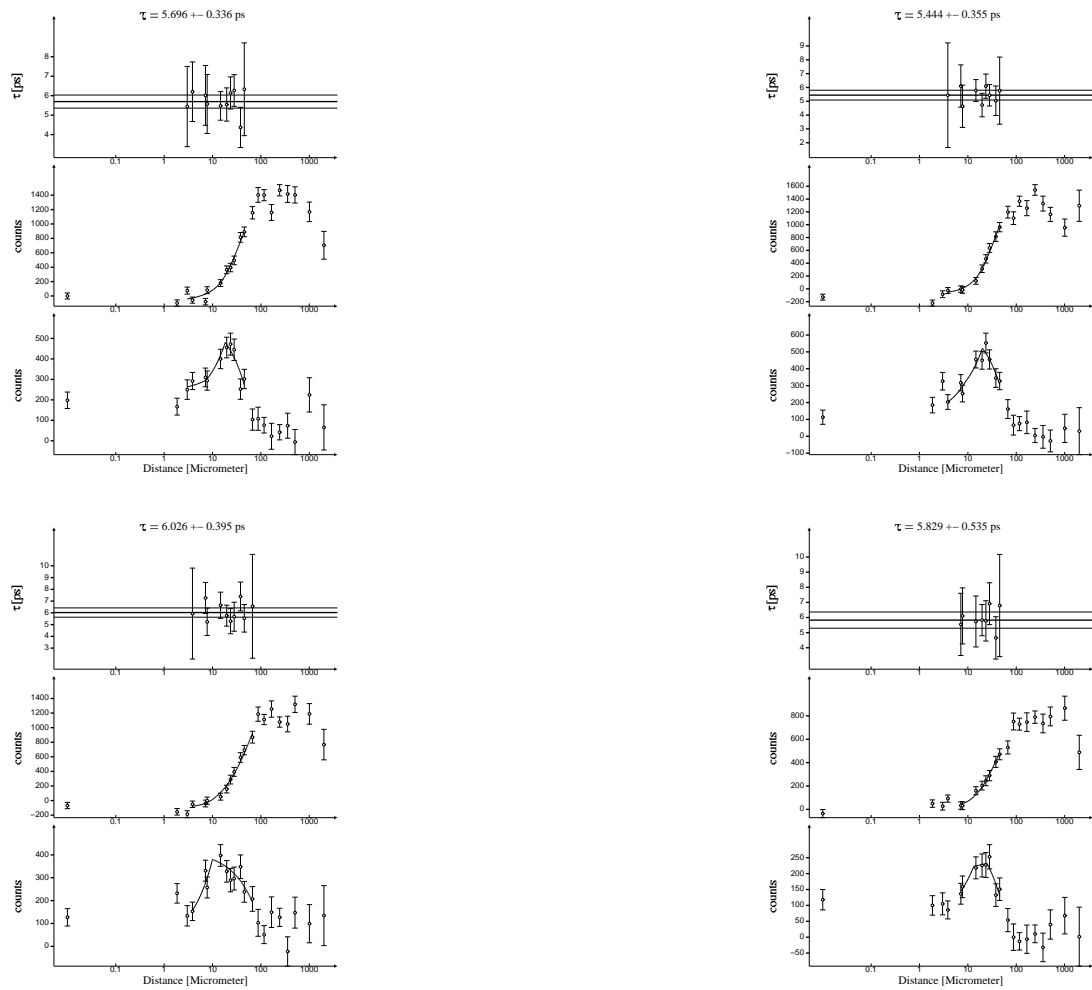
Die Übergänge 262 keV (15) \rightarrow (14) und 276 keV (16) \rightarrow (15)Abbildung B.11: τ -Kurven für den 262 keV Übergang (obere Reihe) und den 276 keV Übergang (untere Reihe)

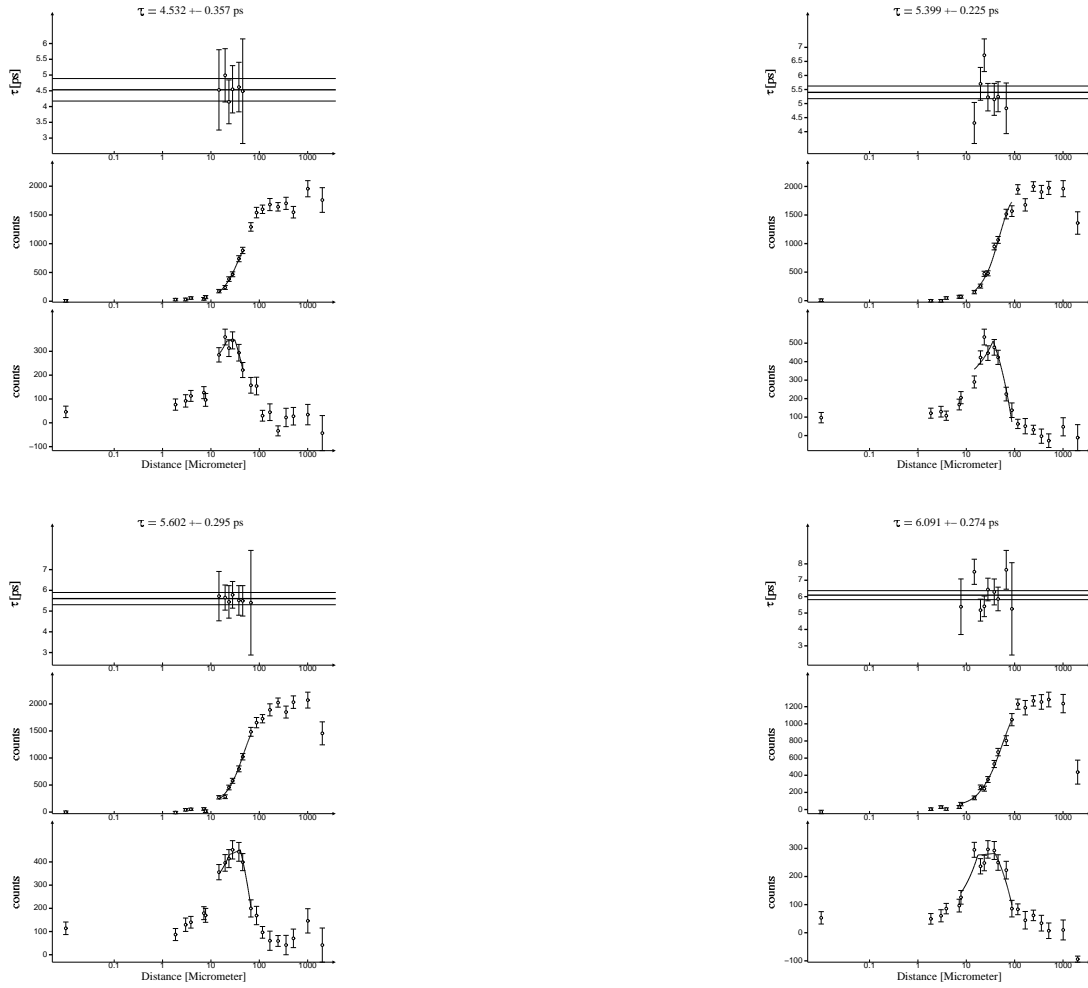
Der Übergang 326 keV (17) \rightarrow (16)Abbildung B.12: τ -Kurven für den 326 keV Übergang

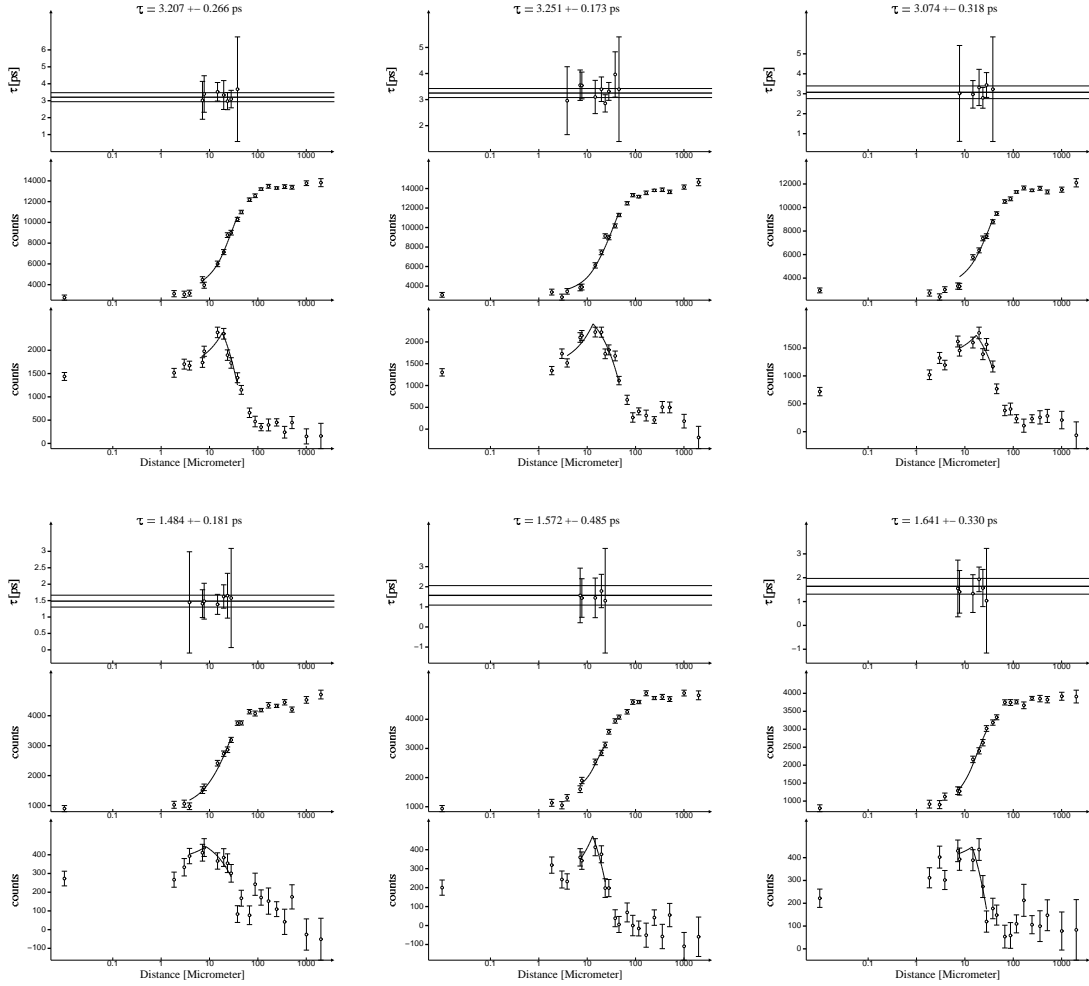
Der Übergang 400 keV (18) \rightarrow (17)Abbildung B.13: τ -Kurven für den 400 keV Übergang

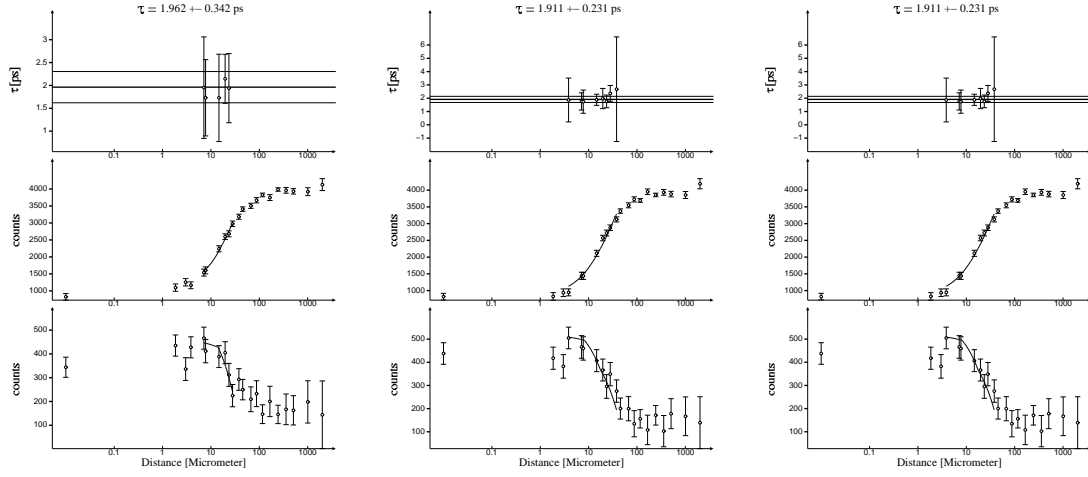
Der Übergang $493 \text{ keV } 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Abbildung B.14: τ -Kurven für den 493 keV Übergang

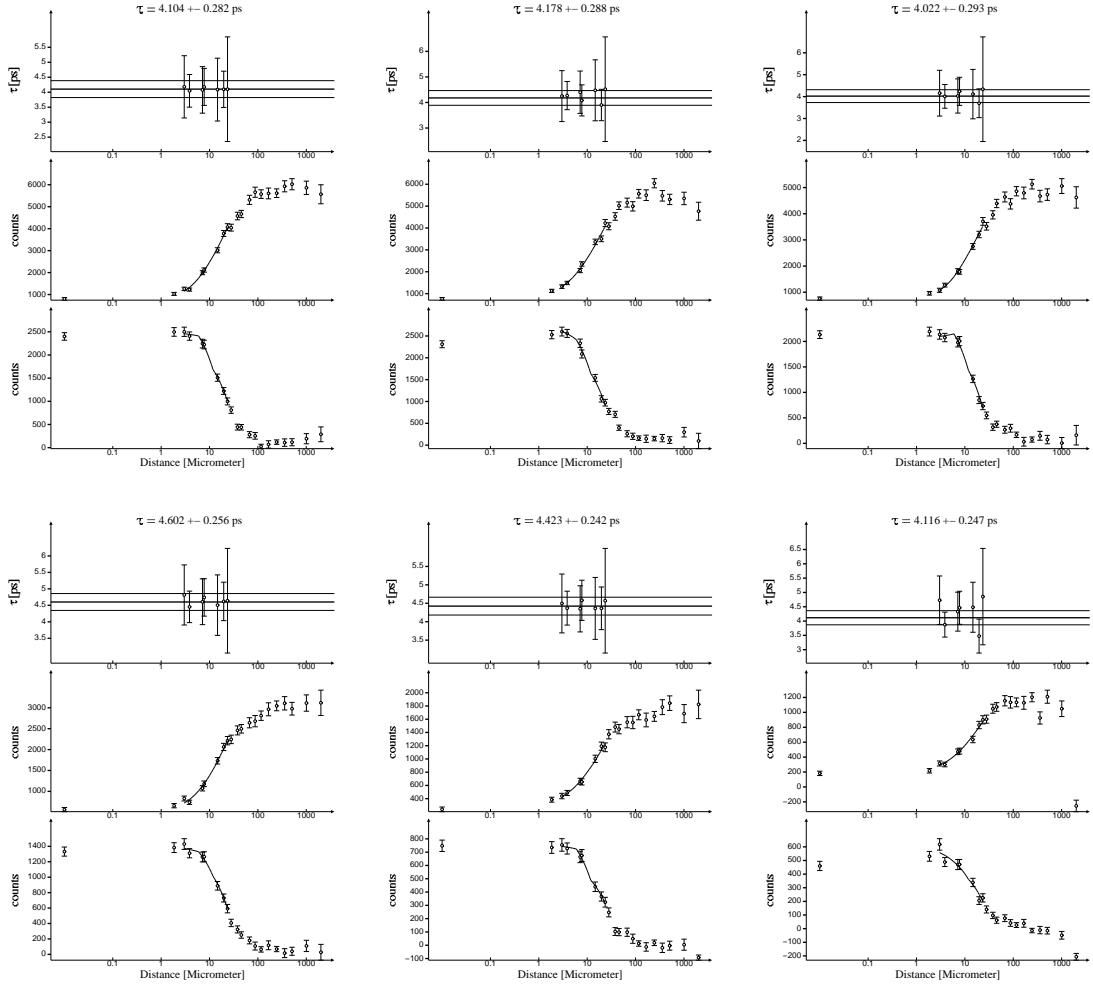
Der Übergang $893\text{ keV } 3^+ \rightarrow 2^+$ Abbildung B.15: τ -Kurven für den 893 keV Übergang

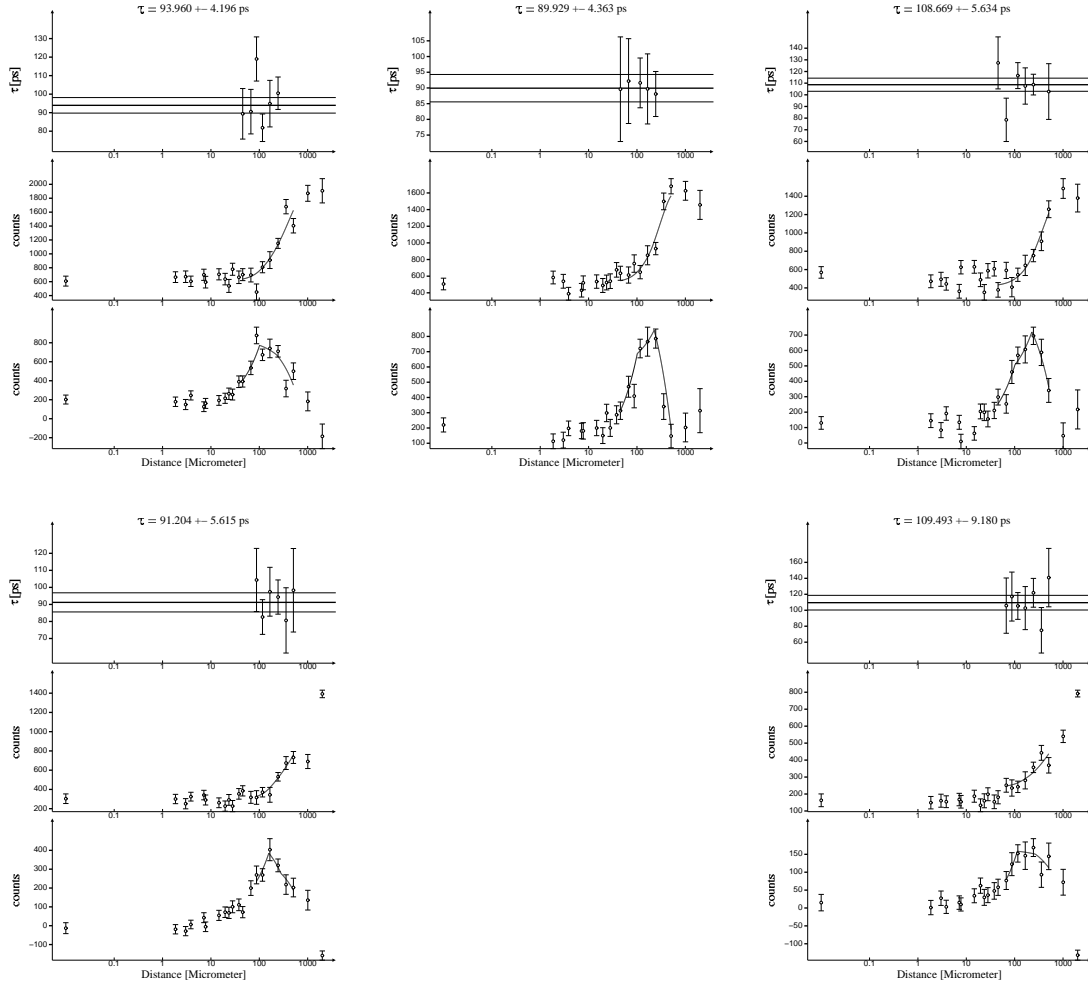
Der Übergang $5^+ \rightarrow 3^+$ Abbildung B.16: τ -Kurven für den 589 keV Übergang

Der Übergang $9^- \rightarrow 8^+$ Abbildung B.17: τ -Kurven für den 817 keV Übergang

Die Übergänge $776 \text{ keV } 13^- \rightarrow 11^-$ und $835 \text{ keV } 15^- \rightarrow 13^-$ Abbildung B.18: τ -Kurven für den 776 keV Übergang (obere Reihe) und den 835 keV Übergang (untere Reihe)

Der Übergang $701 \text{ keV } 17^- \rightarrow 15^-$ Abbildung B.19: τ -Kurven für den 701 keV Übergang (Lebensdauern des 15^- Zustands)

Der 701 keV Übergang $17^- \rightarrow 15^-$ Abbildung B.20: τ -Kurven für den 701 keV Übergang (Lebensdauern des 17^- Zustands)

Der 486 keV Übergang $7^- \rightarrow 6^+$ Abbildung B.21: τ -Kurven für den 486 keV Übergang

Danksagung

Hier möchte ich all denen herzlich danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Bedanken will ich mich insbesondere bei:

Herrn Prof. Dr. J. Jolie für die Vergabe des Themas und die Möglichkeit am Institut für Kernphysik arbeiten zu können.

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano für sein Interesse an dieser Arbeit, den zahlreichen Diskussionen und den vielen hilfreichen Anregungen.

Herrn Dr. A. Dewald für die vielen Diskussionen, Anregungen und das Korrekturlesen dieser Arbeit. Seine Erfahrung und Kompetenz bei der Durchführung und Analyse von Lebensdauerexperimenten waren unverzichtbar für das Gelingen dieser Arbeit.

Den Mitarbeitern des IReS in Straßbourg für die Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung des Experiments.

Herrn Dr. P. Petkov für seine kompetente Hilfe bei einigen Berechnungen.

Allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Lebensdauergruppe für den guten Teamgeist und den Spaß bei den Auswärtsstrahlzeiten. Insbesondere den Herren Dr. T. Klug für die Hilfe beim Aufbau des Experiments und Dipl. Phys. O. Möller für die vielen hilfreichen Diskussionen.

Meinen Vorgängern den Herren Dr. R. Peusquens, Dr. H. Klein sowie meinen späteren Kollegen, den Herren S. Heinze, N. Braun und R. Schulze für das angenehme Arbeitsklima bei der gemeinsamen Verwaltung der Institutsrechner.

Den aktiven und ehemaligen Mitgliedern der γ -Gruppe bzw. der Gruppe Jolie für die gute Arbeitsatmosphäre; dabei ganz besonders den Herren Dipl. Phys. O. Möller, Dr. A. Fitzler, Dr. Ch. Fransen, Dr. K. Jessen und Dr. V. Werner.

Nochmals Herrn Dr. A. Fitzler für zahlreiche Diskussionen und die herzliche Aufnahme in das „Tee-“ und „Partyzimmer“ 204.

Anja und Ulla für das zeitaufwendige Korrekturlesen und für die aufmunternden Worte während meiner Promotionszeit.

Allen Freunden, die mir immer wieder gezeigt haben, daß es außer der Physik auch noch andere Dinge gibt.

Meinen Eltern für ihre Geduld und Unterstützung in jeglicher Hinsicht.

Dem TMR Programm der Europäischen Union (HPRI-CT-1999-00078) und dem BMBF (06K167), mit deren Unterstützung das Experiment durchgeführt werden konnte.

Lebenslauf

Name		Bejoy Saha
Anschrift		Friesenwall 45–47, 50672 Köln
Geburtsdatum/-ort		20/11/1970 in Kalkutta (Indien)
Nationalität		deutsch
Eltern		Dilip Kumar Saha Ingeborg Saha, geb. Wasser
Schul Ausbildung	08/76–06/80 08/80–08/85 08/85–05/89 05/89 06/89–09/90	Grundschule Mainzerstraße, Köln Humboldt-Gymnasium, Köln Friedrich-Wilhelm-Gymnasium, Köln Abitur Grundwehrdienst
Hochschulstudium	10/90 03/93 11/99	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik Diplom Vordiplom Physik Dieter-Wohlleben-Preis der Universität zu Köln
Studienabschluß	08/00	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: „Analyse von Lebensdauerermessungen an ^{126}Ba “
Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln		
	03/99–08/00 seit 08/00	Studentische Hilfskraft Wissenschaftlicher Mitarbeiter

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß die Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor dem Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. J. Jolie betreut worden.

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Björn" followed by a stylized flourish.

Teile aus den Kapiteln 4, 7 und 8 sind in [Sah02] und [Dew02] veröffentlicht.